GIUSEPPE DILDA
MICROONDE
LIBRERIA EDITRICE UNIVERSITARIA
Levrotto & Bella . Torino

Altre opere dello stesso Autore

INTRODUZIONE AI FENOMENI ELETTRONICI
alla luce delle teorie atomiche moderne

In-16°, di pagine 118 e 58 figure L. 450

RADIOTECNICA

VOLUME PRIMO . **ELEMENTI PROPEDEUTICI**

In-8°, di pagine XII-322 e 214 figure L. 1500

VOLUME SECONDO . **RADIOCOMUNICAZIONI E RADIOAPPARATI**

In-8°, di pagine XVI-378 e 247 figure L. 1700

Quest'opera in due volumi, giunti alla terza edizione già più volte ristampata, è divenuta ormai classica e costituisce da anni una base essenziale nella formazione dei tecnici in Italia.

RADIORICEVITORI

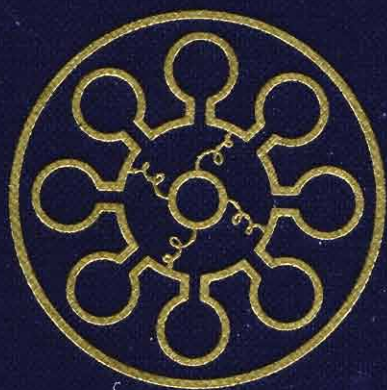
RADIORICEVITORI PER MODULAZIONE DI AMPIEZZA

In-8°, di pagine IV-336 e 105 figure L. 1500

RADIORICEVITORI PER MODULAZIONE DI FREQUENZA

In-8°, di pagine VIII-160, con 82 figure, 16 schemi completi di ricevitori e una tavola f.t. L. 1300

GIUSEPPE DILDA

MICROONDE

LIBRERIA EDITRICE UNIVERSITARIA LEVROTTO & BELLA - TORINO

GIUSEPPE DILDA

ORDINARIO DI RADIOTECNICA NELL'ISTITUTO TECNICO INDUSTRIALE DI TORINO
INCARICATO DI RADIORICEVITORI PER IL CORSO DI PERFEZIONAMENTO IN COMUNICAZIONI
ELETTRICHE NEL POLITECNICO DI TORINO

MICROONDE

CIRCUITI RISONANTI SPECIALI

LINEE - GUIDE D'ONDA - CAVITÀ

TUBI PER ONDE ULTRACORTE - CLISTRON - MAGNETRON

LIBRERIA EDITRICE UNIVERSITARIA LEVROTTO & BELLA
1956 . TORINO . CORSO VITTORIO EMANUELE, 28

A mia moglie

PREFAZIONE

Negli ultimi trent'anni si è assistito ad una vera corsa verso l'impiego di onde sempre più corte, prima per opera dei dilettanti, poi di tutta una schiera di tecnici. Un grande impulso in questo senso si è avuto durante l'ultima guerra mondiale. Sotto la spinta delle necessità belliche, senza risparmio di energie e di mezzi, furono compiuti enormi progressi nella produzione, nell'utilizzazione e nella conoscenza e dominio di onde sempre più corte, fino a giungere a quelle millimetriche. Lo sviluppo del radar e dei telecomandi dei missili richiesero appunto onde estremamente corte e di grande intensità. Crebbero così, assieme alle frequenze anche le potenze messe in gioco su una determinata frequenza ed anche la sensibilità dei ricevitori. Terminata la guerra i progressi compiuti furono volti verso le applicazioni pacifiche e così, oltre al radar che tanti servigi può arrecare nella navigazione marittima ed aerea, ecco affiancarsi ad esso una serie di dispositivi predisposti per facilitare gli atterraggi in ogni condizione del tempo, adatti all'assistenza dei piloti nelle operazioni di mantenere una determinata rotta e perfino a rendere automatico il pilotaggio; ecco l'impiego delle microonde nei cosiddetti «ponti radio» per collegamenti telefonici, radiofonici e televisivi; ecco predisporre i piani per il lancio di satelliti artificiali guidati e mantenuti in collegamento con la terra tramite radiocomunicazioni e radiocomandi a microonde.

Di fronte a sviluppi così imponenti della tecnica delle microonde occorre offrire, anche qui in Italia, ad una numerosa schiera di tecnici, la possibilità di aggiornarsi su tale importante argomento senza dover ricorrere ad opere straniere, del resto non molto numerose in tale campo, oppure agli

articoli originali delle riviste, anch'esse per lo più straniere, che spesso, per la loro stessa natura, vedono un aspetto molto parziale dell'argomento considerato e lo presentano non di rado in forma astrusa.

Per rispondere a questo scopo, già da alcuni anni, ho dedicato con passione il pochissimo tempo che le altre occupazioni mi lasciano libero alla compilazione di questo volume nel quale vengono esposti i principi e il funzionamento delle parti più importanti che compongono gli apparati a microonde. Nella prima parte si studiano gli elementi dei circuiti, nella seconda i tubi elettronici.

Ho cercato di mantenere l'esposizione nella forma più elementare possibile, senza addentrarmi in problemi teorici non adatti per i tecnici che devono badare alle questioni di carattere pratico riguardanti, in parte la progettazione e sviluppo, ma soprattutto l'impiego e la manutenzione delle apparecchiature. Ho tentato di rendere più semplici possibili anche i problemi più ardui, talvolta superando le difficoltà chiedendo ai lettori qualche atto di fede. Ho curato la parte illustrativa che penso sia di grande efficacia per facilitare l'esatta comprensione dei fenomeni; perciò sono stati utilizzati diagrammi e rappresentazioni per quanto possibile in scala e sono stati preparati per il calcolo grafici precisi e di semplice applicazione.

Il volume è dedicato a tutti i tecnici che abbiano già una solida preparazione di radiotecnica generale, sia quindi ai periti radiotecnici, sia agli ingegneri. Specialmente questi ultimi potranno completare lo studio considerando anche quelle questioni teoriche che non sono state svolte e per le quali potranno trovare una estesa documentazione facendo ricorso ai lavori citati nella bibliografia riportata.

Ogni capitolo è stato trattato in maniera per quanto possibile indipendente dagli altri e tutte le numerazioni, dei paragrafi, delle figure, delle formule, delle note, ecc. ricominciano dall'uno in ognuno di essi; tuttavia leggendo i titoli correnti riportati in testa ad ogni pagina il lettore può immediatamente conoscere il capitolo, il paragrafo e l'argomento considerato. Un esteso indice alfabetico riportato alla fine del libro facilita la ricerca dei vari argomenti. Il diagramma di Smith riportato in una tavola fuori testo consente di essere aperto in modo da risultare visibile anche durante

la lettura del testo. Altre copie di tale diagramma possono essere richieste rivolgendosi direttamente all'Editore.

L'opera non pretende di essere completa e molti altri argomenti potrebbero essere inclusi in essa; inoltre i vari argomenti trattati non saranno certo privi di imprecisioni, omissioni o mende di vario genere ed io sarò grato ad ognuno che mi voglia segnalare ogni difetto di qualsiasi genere. Terrò nel massimo conto tali segnalazioni nella prossima edizione che seguirà alla presente tanto più prontamente quanto maggiore sarà il favore con il quale i miei amici lettori, colleghi, ex allievi, e tecnici sconosciuti, vorranno accogliere queste pagine.

Desidero infine ringraziare vivamente l'ingegnere Domenico Biey che ha letto con attenzione il manoscritto, suggerendomi numerose e talora importanti modifiche o perfezionamenti e l'Editore che ha curato l'edizione e voluto che essa assumesse l'aspetto elegante e accurato con la quale essa si presenta ora al giudizio del pubblico.

GIUSEPPE DILDA

Torino, gennaio 1956.

INDICE DELLA MATERIA

PARTE PRIMA

ELEMENTI DI CIRCUITO PER ONDE ULTRACORTE

CAPITOLO I.

CLASSIFICAZIONE

1. - Limitazioni d'impiego dei circuiti oscillatori a costanti concentrate.

In radiotecnica per separare gli effetti delle molteplici stazioni funzionanti contemporaneamente, o più genericamente, per separare la componente di frequenza data di una grandezza elettrica, da quelle contemporaneamente presenti con frequenza diversa, si utilizza il fenomeno della *risonanza elettrica* che si manifesta nei *circuiti oscillatori* (« Radiotecnica », Vol. I, Cap. VI).

Un circuito oscillatorio è sostanzialmente costituito da un condensatore e da una bobina. Fintantochè la maggior parte dell'intera capacità C del circuito è concentrata nel condensatore e la maggior parte dell'intera induttanza L del circuito è concentrata nella bobina, il circuito oscillatorio si dice a *costanti concentrate.*

Dallo studio dei circuiti oscillatori a costanti concentrate risulta in particolare che la pulsazione di risonanza è data da:

$$\omega = 1/\sqrt{LC} \ .$$

È noto che, in un circuito oscillatorio a costanti concentrate, si manifesta una *perdita di energia* che può essere attribuita a varie cause localizzate sia nella bobina (queste sono generalmente le più importanti) sia nel condensatore; ciascuna di queste cause di perdita può essere rappresentata da una resistenza; spesso però, in via approssimativa, tutte le perdite si rappresentano globalmente con un'*unica resistenza,* a volte supposta in *serie* con gli altri due elementi o *parametri conservativi dell'energia* L e C, a volte supposta in *parallelo* con essi.

Si può osservare che quando si voglia fare uno studio più approfon-

dito del circuito oscillatorio, che tenga conto separatamente delle diverse cause di perdita, attribuendo a ciascuna di esse una resistenza opportunamente inclusa nel circuito, si devono affrontare subito maggiori difficoltà di carattere matematico mentre le resistenze inserite nel circuito non sempre rappresentano in maniera sufficientemente corretta le rispettive perdite, cosicchè, al circuito più complesso ed al più complicato studio analitico relativo, non sempre corrisponde un aumento adeguato dell'aderenza dei risultati ottenuti all'effettivo comportamento del circuito.

Al crescere della frequenza (e quindi della pulsazione) di risonanza deve diminuire il prodotto LC; ciò si può ottenere diminuendo sia L sia C. Quando la frequenza di risonanza di un circuito oscillatorio deve essere regolabile con continuità occorre ricorrere a capacità o induttanze regolabili. Comunemente la regolazione continua viene ottenuta con un condensatore variabile accoppiato ad un'induttanza fissa; la sostituzione della bobina consente di coprire, con un solo condensatore variabile, una vasta gamma di frequenze. Spesso però si usano anche induttanze regolabili e capacità fisse.

Sebbene un condensatore variabile in aria presenti una impedenza che, nella maggioranza dei casi, può ritenersi puramente capacitiva, occorre tener presente che esso è affetto, oltre che da perdite di energia che introducono un parametro ohmico, anche dalla presenza di un parametro induttivo (dovuto al flusso magnetico creato dalla corrente che attraversa il condensatore). L'*induttanza parassita* corrispondente è spesso molto piccola ma non può essere ridotta notevolmente riducendo la capacità del condensatore; perciò il suo effetto diviene tanto più sensibile quanto più piccola è tale capacità.

Ancora più importante è l'effetto della *capacità distribuita* della bobina (Vol. I, § 90); questa peraltro generalmente si riduce col diminuire del valore dell'induttanza, però non in misura proporzionale, cosicchè anche per le bobine il valore percentuale della capacità parassita diviene via via più grande col diminuire dell'induttanza.

Si può osservare che, nei circuiti funzionanti alle più alte frequenze, anche brevi collegamenti possono introdurre gravi perturbazioni; queste derivano, sia dall'induttanza di tali collegamenti, la quale determina differenze di potenziale fra punti che dovrebbero essere equipotenziali, sia dalla capacità fra le connessioni che può provocare derivazioni di corrente e quindi determinare variazioni della corrente lungo un conduttore nel quale essa dovrebbe rimanere costante.

Inoltre a causa della crescente importanza dei parametri parassiti all'aumentare della frequenza di risonanza, per valori abbastanza elevati di que-

sta non è più possibile accettare uno studio del circuito supponendolo a costanti concentrate. E poichè la distribuzione di tali parametri parassiti non è uniforme e spesso non precisamente conosciuta, ne nascono difficoltà ed incertezze nello studio di tali circuiti.

2. - Vari tipi di circuiti per microonde.

In pratica, usando condensatori di piccola capacità e bobine costituite da una o due spire connesse direttamente ai morsetti del condensatore, difficilmente si superano frequenze dell'ordine di qualche centinaio di MHz corrispondenti a lunghezze d'onda di $1 \div 2$ metri e solo con *circuiti a regolazione contemporanea dell'induttanza e della capacità* si sono superati tali limiti giungendo fino a lunghezze d'onda di circa 30 cm ($f = 1000$ MHz). Tali circuiti presentano peraltro bassi coefficienti di risonanza.

Per superare queste difficoltà si è decisamente passati all'impiego di *circuiti risonanti a costanti distribuite;* in tal caso però la distribuzione della capacità e dell'induttanza è nota e generalmente uniforme lungo un asse rettilineo; si ottiene allora un *circuito risonante a linea.* Un circuito di tal genere può essere per esempio costituito da due conduttori paralleli che costituiscono una *linea bifilare.*

Dal punto di vista analitico il vantaggio che si ottiene con l'uso dei circuiti a linea risiede nel fatto che essi possono essere analizzati, non in termini dei parametri parassiti di un certo parametro utile, ma come un tutto nel quale la distinzione fra parametri utili e parametri parassiti è scomparsa. I concetti di capacità e di induttanza concentrate, così preziosi alle R. F. non troppo elevate, vengono sostituiti con quelli di capacità e induttanza distribuite, ossia con la capacità e l'induttanza *per unità di lunghezza,* che per linee uniformi sono costanti in ogni punto.

Da un punto di vista pratico il vantaggio sta nel fatto che si possono così ottenere circuiti risonanti su frequenze più elevate.

Una linea bifilare presenta un campo elettromagnetico circostante che va gradualmente attenuandosi allontanandosi dalla linea in uno spazio piuttosto esteso; si manifesta quindi un'apprezzabile irradiazione d'energia; inoltre tale campo può indurre energia parassita nei corpi circostanti ed infine si possono manifestare accoppiamenti non voluti. Perciò le perdite della linea risultano abbastanza elevate.

Se in luogo di usare una linea bifilare si usa una linea costituita da un conduttore centrale circondato da un secondo conduttore cilindrico, coassiale col primo ed isolato da questo, cioè una *linea coassiale,* il campo elet-

tromagnetico resta confinato nello spazio fra i due conduttori giacchè il conduttore esterno funziona da schermo ([1]). Si eliminano così le perdite per irradiazione e quelle indotte nei corpi circostanti, ottenendo un sistema risonante con coefficiente di risonanza molto più elevato e si evitano accoppiamenti dannosi. Inoltre dal punto di vista formale la configurazione del campo elettromagnetico risulta ben definita e consente un'analisi più precisa.

Come si è visto (Vol. I, Cap. VIII) i fenomeni di risonanza nelle linee sono legati alla presenza in esse delle *onde stazionarie.*

Le linee si prestano anche al trasporto o trasferimento dell'energia (tensione-corrente) alle elevate radiofrequenze; a tale scopo in esse si debbono manifestare *onde progressive.* Perciò le linee risolvono anche il problema della connessione di punti lontani fra le diverse parti di un complesso che, come s'è sopra accennato, non può essere convenientemente risolto mediante normali collegamenti.

In generale una linea è sede contemporaneamente di onde stazionarie e di onde progressive. La linea si comporta da risuonatore quando è *cortocircuitata* ($Z = 0$) o *aperta* ($Z = \infty$) all'estremità ed in tal caso si ottiene la condizione di risonanza quando all'altra estremità essa è alimentata con una frequenza per cui lungo la linea si manifesti un numero intero e dispari di quarti di *lunghezza d'onda* in modo da aversi, nel punto di alimentazione, un *nodo di corrente* (*risonanza di tensione*) o un *nodo di tensione* (*risonanza di corrente*) come si vedrà (Cap. III, § 9).

Una linea si comporta invece come linea di trasmissione di energia a R. F. quando essa è chiusa sulla sua *impedenza caratteristica* (Vol. I, § 138-139).

Poichè, come s'è visto (Vol. I, § 141), la *velocità di propagazione delle onde lungo la linea* è quasi coincidente con la velocità delle onde nello spazio ($3 \cdot 10^8$ m/s) ne risulta che, a parità di frequenza, la lunghezza d'onda lungo una linea è quasi uguale a quella nello spazio. Ciò significa che, per ottenere una linea risonante in 1/4 d'onda per es. su $\lambda = 1$ m occorre che la linea sia lunga quasi 25 cm.

([1]) L'effetto schermante, com'è noto, è valido per ambedue le componenti, elettrica E e magnetica H del campo elettromagnetico. La superficie esterna del conduttore tubolare esterno del cavo coassiale può essere considerata equipotenziale, questo spiega l'annullamento del campo elettrico E. Si noti che ciò non implica che la superficie interna del conduttore tubolare sia equipotenziale; le correnti in giuoco, essendo di frequenza molto elevata, scorrono, per effetto di pelle, essenzialmente lungo le superfici esterna del conduttore interno ed interna del conduttore esterno, penetrando nella massa conduttrice per uno spessore δ generalmente trascurabile; perciò fra la superficie interna e quella esterna del conduttore tubolare possono esservi notevoli d. d. p. a R. F. Un punto di vista per spiegare l'annullamento del campo magnetico esternamente al cavo è quello di considerare il conduttore esterno come conduttore di ritorno; poichè le correnti nel conduttore interno di andata ed esterno di ritorno sono uguali e di senso contrario il campo magnetico esterno è nullo.

D'altra parte la distanza fra i due conduttori di una linea deve essere piccola rispetto λ.

Ciò consente di prevedere che, anche per le linee si incontreranno limiti d'impiego, al crescere della frequenza, dovuti al fatto che la linea non può essere ridotta a dimensioni troppo piccole. Tali limiti si manifestano per lunghezze d'onda dell'ordine del decimetro cioè per frequenze di alcune migliaia di MHz.

Per superare anche queste frequenze si ricorre a particolari scatole a pareti conduttrici, chiamate *cavità;* nell'interno di esse ha sede un campo elettromagnetico che, in determinate condizioni, manifesta spiccati fenomeni di risonanza.

Qui anche i concetti di capacità e induttanza per unità di lunghezza si dimostrano inadatti e mal valutabili e debbono venire sostituiti con i parametri che caratterizzano il campo elettromagnetico ed in particolare col vettore elettrico E e col vettore magnetico H.

Le dimensioni della cavità sono dell'ordine di mezza lunghezza d'onda o di un multiplo di essa; si possono quindi ottenere cavità risonanti su onde centimetriche cioè su frequenze di varie decine di migliaia di MHz che sono le onde hertziane di frequenza più elevata finora usate.

Parallelamente alle cavità risonanti, come linee di trasporto dell'energia a R. F. si hanno le *guide d'onda.* Queste sono costituite da tubi a pareti metalliche di sezione generalmente rettangolare o circolare.

RIASSUMENDO: si può in primo luogo osservare che per le radiofrequenze non molto elevate, seguendo i criteri ereditati dall'elettrotecnica, si preferisce ancorare lo studio dei circuiti agli elementi concreti (bobine e capacità) che consentono di attuare, in maniera quasi pura e concentrata, determinati valori dei parametri induttanza e capacità.

Col crescere della frequenza questi elementi concreti non consentono di attuare in maniera pura e concentrata i parametri L e C; si fa allora riferimento alla induttanza e alla capacità distribuita lungo il circuito che conviene attuare sotto forma di linea. Cominciano quindi a riapparire, in maniera evidente e non scindibile, i legami fra campo elettrico e capacità e fra campo magnetico e induttanza; nell'elettrotecnica invece tali legami sui quali sono fondate le definizioni dei parametri L e C, una volta fissate le definizioni stesse, rimangono in ombra.

Col crescere ulteriormente delle frequenze in giuoco, solo i concetti ancorati al campo elettromagnetico rimangono validi e chiari mentre perdono d'importanza e di precisione le definizioni dei parametri L e C. Il campo elettromagnetico viene confinato in determinate zone dello spazio

da opportune pareti metalliche. Si può allora ottenere un regime di oscillazioni stazionarie (a cui corrispondono i fenomeni di risonanza) in camere di forma e dimensioni diverse, chiamate « cavità ». Si può invece ottenere un regime di oscillazioni progressive (a cui corrisponde la trasmissione di energia) entro tubi chiamati « guide d'onda ».

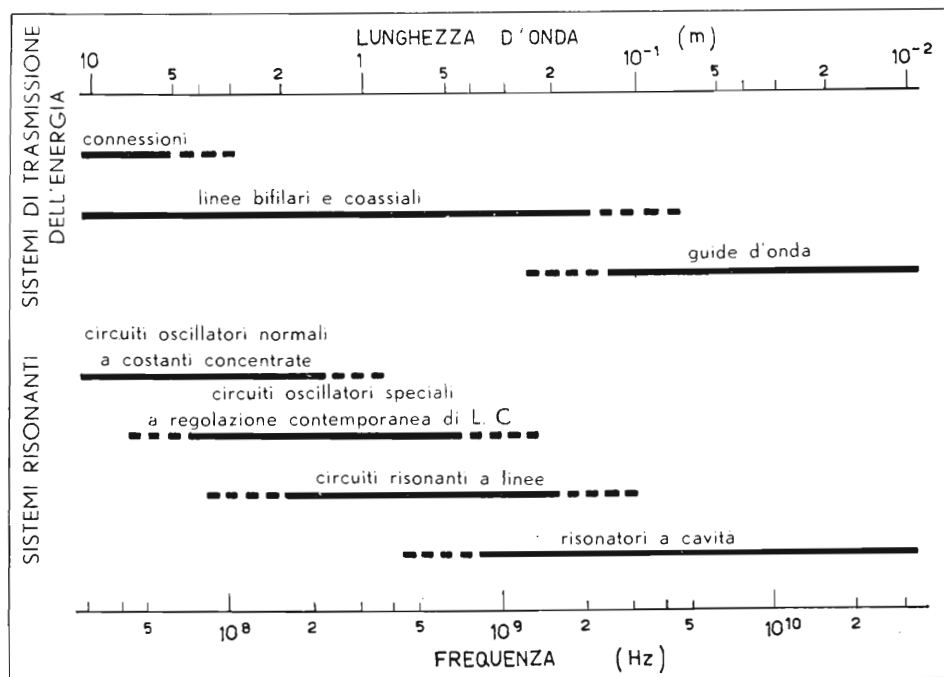



FIG. 1.
Campo di frequenza (scala in basso) e di lunghezza d'onda (scala in alto) dei diversi tipi di sistemi risonanti e di sistemi di trasmissione dell'energia a radiofrequenza.

Un quadro sintetico del campo d'impiego dei diversi tipi di sistemi risonanti e dei diversi metodi per trasferire l'energia a R. F. da un punto all'altro dell'apparecchiatura è dato dalla figura 1 che porta in basso la scala delle frequenze ed in alto la corrispondente scala delle lunghezze d'onda.

CAPITOLO II.

CIRCUITI RISONANTI SPECIALI

1. - Generalità.

La bobina di un circuito oscillatorio, allo scopo di aumentare vieppiù la frequenza di risonanza, può, al limite, essere ridotta fino ad un semplice collegamento fra i morsetti del condensatore. In queste condizioni l'induttanza parassita del condensatore costituisce la parte predominante dell'induttanza totale (fig. 1). Poichè d'altra parte i morsetti AB del condensatore sono i soli punti convenienti per le connessioni al circuito esterno, fra essi si manifesta solo una limitata parte della impedenza offerta dal circuito oscillatorio.

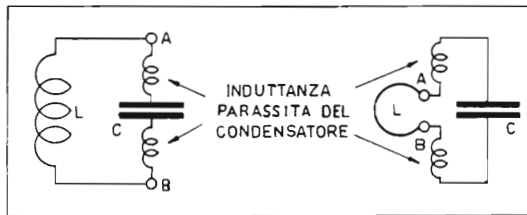



Fig. 1.
L'induttanza parassita delle armature del condensatore riduce la parte dell'impedenza che si localizza fra i morsetti AB; l'effetto è tanto più importante quanto più piccola è L.

È quindi evidente che la normale struttura di un circuito oscillatorio formato da una bobina distinta dal condensatore non si presta a superare certi limiti di frequenza che come s'è già detto sono dell'ordine di alcune centinaia di MHz. Per superare queste difficoltà furono ideate strutture che, pur derivando dal circuito classico a costanti concentrate, conglobano in un tutto unico sia l'induttanza sia la capacità, le quali per lo più vengono regolate contemporaneamente.

2. - Circuiti a regolazione contemporanea di induttanza e di capacità con contatto strisciante.

La loro struttura è schematizzata in figura 2, mentre la figura 3 riproduce uno di tali circuiti usati in un ondametro della General Radio Co. L'anello metallico A, su cui sono fissate le lamine fisse F, connette fra loro, attraverso il contatto strisciante C, le lamine fisse a quelle mobili M, cosicchè tale anello costituisce, per così dire, la «bobina» del circuito oscillatorio. Questa «bobina» ha una sola spira, chiusa in parte attraverso le armature del condensatore; la sua area, da cui dipende il flusso concatenato e quindi l' induttanza, è quella punteggiata in figura 2. Invece la capacità dipende dall'area affacciata delle due armature (oltre che dal numero di lamine) che in figura è tratteggiata. Ruotando le lamine mobili rispetto a quelle fisse si variano contemporaneamente e nello stesso senso, sia l'area punteggiata sia quella tratteggiata, cioè sia l'induttanza sia la capacità. Nella figura 2 sono segnate a tratti le posizioni estreme del rotore: la spazzola C poggia rispettivamente nel punto 1 (minima induttanza e capacità, massima frequenza) o nel punto 3 (massima induttanza e capacità, minima frequenza).

FIG. 2.
Circuito oscillatorio a regolazione contemporanea di induttanza (dipende dal flusso magnetico concatenato con l'area punteggiata) e di capacità (dipendente dall'area tratteggiata). Il circuito comprende due contatti striscianti: quello in C e quello fra perno O e staffa S; essi sono fonte di perdite e di instabilità della resistenza. Campo di regolazione circa 240°.

Il dispositivo presenta i seguenti vantaggi:

1) copre un vasto campo di frequenza che può raggiungere il rapporto 1 a 10;

2) è poco ingombrante e di dimensioni esterne costanti durante le regolazioni; contrariamente a quanto succede per i circuiti risonanti a linee;

3) l'angolo di rotazione del rotore entro il quale si estende la regolazione (con una legge che può, entro certi limiti, essere scelta a volontà modificando il profilo delle lamine mobili) può raggiungere $200 \div 270°$ così da consentire una regolazione graduale nonostante il vasto campo di frequenze coperte;

4) i morsetti B_1 B_2 sottendono praticamente l'intera induttanza del circuito cosicchè l'impedenza di risonanza risulta elevata;

5) il circuito consente un accoppiamento magnetico; questo però, per essere efficace entro tutto il campo di regolazione, deve essere effettuato nella zona in cui nella figura 2 sono collocati F ed 1; ivi infatti rimane confinato il campo magnetico quando il sistema è regolato per la massima frequenza.

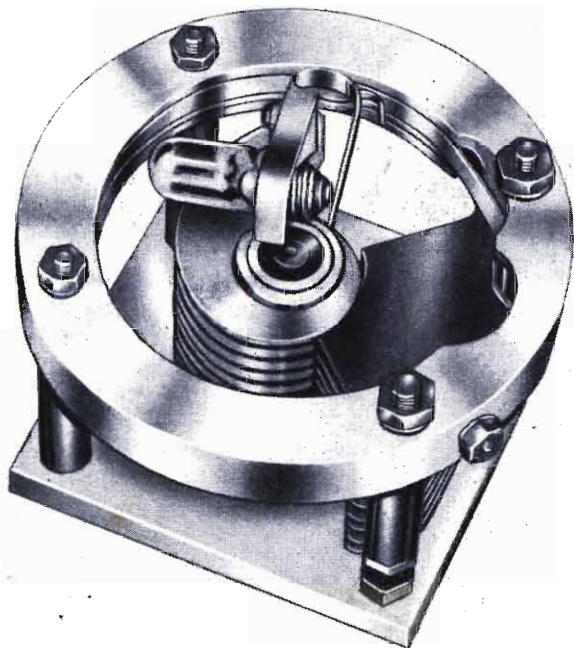



FIG. 3.
Circuito a regolazione contemporanea di L e C usato nell'ondametro General Rado Co. 758 A che copre la banda da 55 a 400 MHz. L'anello A di fig. 2 è costituito da un nastro di argento incassato nel solco interno di un anello di ceramica. La lampadina serve per l'indicazione della risonanza.

Il dispositivo presenta però anche i seguenti inconvenienti:

1) il contatto strisciante C introduce notevoli perdite ed è poco stabile alle frequenze elevate. Per limitare questo inconveniente occorre che l'estremità delle lamine mobili siano fra loro cortocircuitate da una sbarretta così da chiudere sul contatto la corrente di ogni singola lamina ed occorre che il contatto sia multiplo ed esteso per tutta l'altezza dell'anello A ossia per tutto lo spessore del gruppo delle lamine mobili;

2) la parte inutilizzata dell'anello A, che va dal punto di contatto C fino alla staffa S, forma, con il dorso delle lamine mobili, un altro cir-

cuito comprendente anche il contatto strisciante fra l'albero O e la staffa S; la frequenza di risonanza di questo secondo circuito varia con legge inversa a quella del circuito principale. Tale circuito parassita è accoppiato magneticamente al primo e può risuonare nel campo coperto dal circuito principale specialmente in corrispondenza delle frequenze più elevate. Le precauzioni da prendere per evitare questo inconveniente sono quelle di chiudere tale circuito come avviene in figura 2 per opera della staffa metallica S e di ridurre l'accoppiamento e l'area di tale circuito profilando le armature mobili in modo che il loro dorso rimanga per un angolo abbastanza esteso quasi aderente all'anello A.

Circuiti di tale genere sono stati attuati per frequenze fino a 1200 MHz e, con qualche modifica, fino a 1600 MHz (bibl. 2); essi presentano un coefficiente di risonanza che, da valori fino a 500 quando il circuito è accordato sulle frequenze più basse, scende fino a 50 per le frequenze più alte.

3. - Circuiti senza contatto strisciante. - Circuiti a "farfalla".

Un sistema che, pur conservando in parte i pregi dei circuiti già descritti, elimina l'inconveniente del contatto strisciante è illustrato in figura 4. In esso i morsetti B_1 B_2, fra i quali si ha la massima impedenza, invece di essere connessi l'uno al rotore [1] e l'altro allo statore, sono collegati alla estremità dello statore.

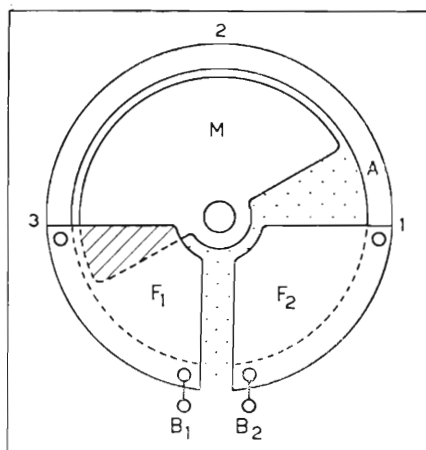



Fig. 4.
Circuito oscillatorio a variazione semicontemporanea di *L* e *C*, senza contatto strisciante, chiamato anche circuito a «semi-farfalla». Campo di regolazione circa 180°.

La rotazione di M da 1 a 2 (fig. 4) fa aumentare quasi solamente l'induttanza, dipendente dall'area punteggiata [2], poi, da 2 a 3, fa aumentare anche la capacità risultante dalle due capacità che si manifestano fra F_1 ed M e fra M ed F_2, in serie fra loro.

La figura 5 illustra uno di tali circuiti usato nell'oscillatore G. R. 857-A

(1) Punto O di figura 2 che, attraverso ad S, è connesso a B_1: la connessione fra S ed A non è essenziale.

(2) Le correnti a R. F. compiono il percorso B_2 1 A e si chiudono, attraverso la capacità fra A ed M e fra M ed F_1, in B_1; il flusso magnetico è praticamente nullo ove vi sono le lamine mobili M o le lamine fisse F; infatti se vi fosse un campo magnetico a R.F. esso indurrebbe nelle lamine correnti parassite che, con il loro campo, tenderebbero ad annullare il campo induttore.

con armature fisse di 120° e armature mobili di 240°; l'angolo di rotazione utile è di 120°.

Una variante simmetrica della struttura descritta è costituita dal cosiddetto circuito a « farfalla » per la forma del suo rotore; il circuito è illustrato in figura 6 dove al solito è stata punteggiata l'area di concatenamento del flusso magnetico e tratteggiata quella sede del flusso elettrico fra le lamine. Ivi però i punti fra i quali si sottende la massima impedenza sono B_1 e B_2 e fra essi sono derivate le induttanze relative alle due aree punteggiate comprese fra B_2, F_2, A, M, F_1, B_1 e fra B_1, F_1, A', M', F_2, B_2. Poichè le due induttanze parziali risultano in parallelo, l'induttanza totale risulta metà di ciascuna di esse e la frequenza 1,41 volte più grande.

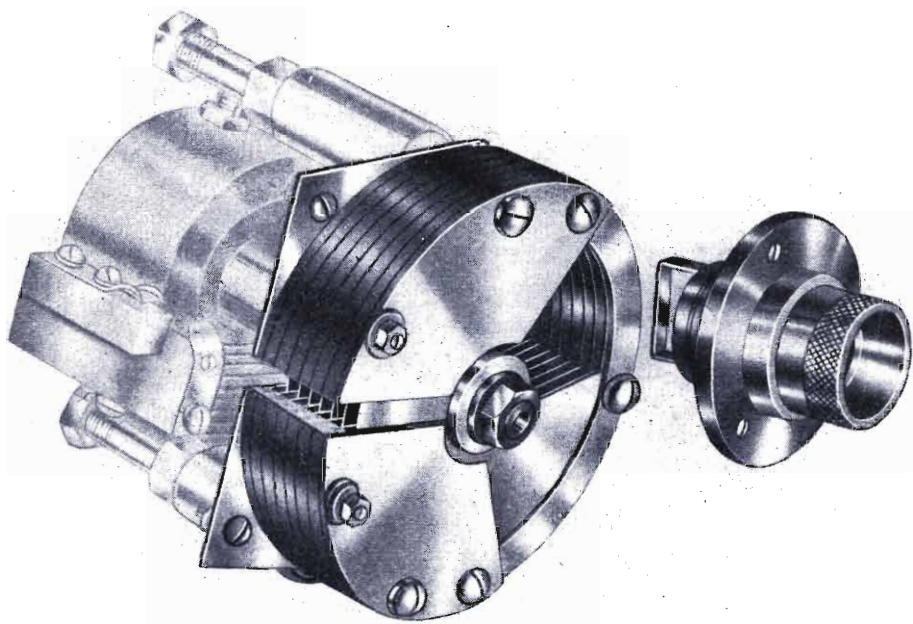



FIG. 5.
Circuito simile a quello di fig. 4 ma con armature fisse di 120° e mobili di 240° (regolazione contemporanea di L e C). Banda di regolazione da 100 a 500 MHz su 120°. A destra è rappresentata la spira di accoppiamento e il bocchettone di uscita nel quale si può innestare un cavo coassiale.

Talora, al posto di connettere il circuito esterno nei punti B_1 e B_2, connessione che può essere effettuata solo sulle lamine esterne, i morsetti sono collocati nei punti B'_1 e B'_2 che però non sottendono l'impedenza massima del circuito.

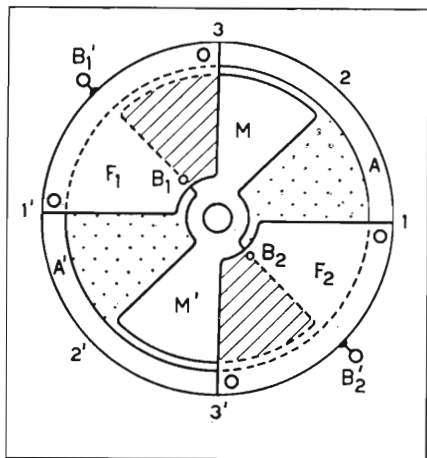



FIG. 6.
Circuito oscillatorio a « farfalla », regolazione su 90°.

La figura 7 illustra il circuito a farfalla usato dalla G. R. nel suo ondametro 1140A che copre la gamma 250 ÷ 1200 MHz.

Rispetto al circuito di figura 2 i circuiti delle figure da 4 a 7, oltre ad offrire il vantaggio di eliminare i contatti striscianti, presentano anche qualche inconveniente:

1) il campo di frequenza coperto è più limitato (rapporto max ~1:5);

2) l'angolo di rotazione del rotore è ridotto a 180° nel dispositivo di figura 4 a 120° in quello di figura 5 ed a soli 90° in quello di figura 6;

3) i circuiti presentano perdite crescenti con la frequenza perchè la riduzione dell'induttanza dipende dal collocamento nel campo magnetico

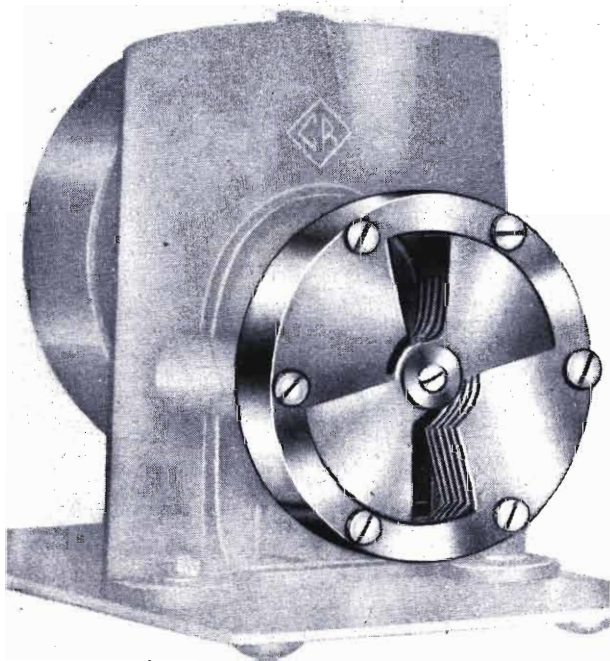



FIG 7.
Circuito a « farfalla » dell'ondametro G. R. 1140A per la gamma 250 a 1200 MHz.

di una massa metallica in cui le correnti parassite annullano il campo, cioè la riduzione dell'induttanza dipende da un aumento delle perdite mentre di solito si ha, al contrario, una riduzione della lunghezza del conduttore e quindi della sua resistenza.

BIBLIOGRAFIA

1) KARPLUS E.: *The butterfly circuit.* « General Radio Exp. », ott. 1944.
2) KARPLUS E.: *Wide-range tuned circuits and oscillators for high frequencies.* « Proc. I.R.E. », XXX, luglio 1945, p. 426.
3) SINCLAIR D. B.: *Misure a frequenze elevate.* Parte II, « Tecn. Elettron.», II, n. 4, ott. 1947, p. 317.

Principali grandezze e simboli usati nel capitolo III.

R = resistenza, dei due conduttori, per unità di lunghezza;
L = induttanza della linea, per ogni unità di lunghezza;
G = conduttanza fra i due conduttori, per ogni unità di lunghezza;
C = capacità fra i due conduttori, per ogni unità di lunghezza;
Q = $\omega L/R$ = coefficiente di qualità o di merito della linea;
R_p = resistenza dinamica di una linea (con perdite);
$\boldsymbol{Z_c}$ = impedenza caratteristica della linea; spesso è ohmica e viene quindi indicata con Z_c.
$\boldsymbol{Z}$ = impedenza (complessa) del carico (modulo Z);
φ = argomento o angolo di fase di $\boldsymbol{Z}$;
$\boldsymbol{V}$ = tensione (vettoriale) all'estremità di $\boldsymbol{Z}$ (modulo V);
$\boldsymbol{I}$ = corrente (vettoriale) all'estremità di $\boldsymbol{Z}$ (modulo I);
$\boldsymbol{k}$ = coefficiente (complesso) di riflessione sul carico (modulo k);
φ_k = angolo di fase del coefficiente $\boldsymbol{k}$.
ω = $2\pi f$ = pulsazione;
u_0 = velocità delle onde elettromagnetiche = velocità delle onde lungo una linea senza perdite;
u = velocità delle onde lungo una linea con perdite;
λ = lunghezza d'onda lungo la linea.
γ = $\alpha + j\beta$ = costante di propagazione di una linea;
α = costante di attenuazione della linea;
β = costante di fase della linea.
x = lunghezza generica della linea a partire dal carico;
$\boldsymbol{Z_x}$ = impedenza (complessa) all'ingresso di un tronco di linea di lunghezza x (modulo Z_x, fase φ_x);
R_m, R_M = minima e massima impedenza (ohmica) offerta all'ingresso della linea al variare di x;
$\boldsymbol{Z_{ca}}$ = impedenza (complessa) all'ingresso della linea a circuito aperto ($Z = \infty$);
$\boldsymbol{Z_{cc}}$ = idem per una linea chiusa in cortocircuito ($Z = 0$);
$\boldsymbol{V_x}$, $\boldsymbol{I_x}$, φ_x = tensione, corrente e fase nel punto x;
V_{dx} = ampiezza dell'onda incidente di tensione (viaggia verso destra) nel punto x;
V_{sx} = ampiezza dell'onda riflessa di tensione (viaggia verso sinistra) nel punto x;
$V_{\max}$ = ampiezza massima dell'onda stazionaria ($V_{\max} = V_d + V_s$);
$V_{\min}$ = ampiezza minima dell'onda stazionaria ($V_{\min} = V_d - V_s$);
x_0 = distanza del primo minimo di tensione dal carico;
p = $V_{\max}/V_{\min}$ = rapporto, in tensione, di onde stazionarie.
L_x, C_x, R_x = induttanza, capacità e resistenza serie offerte all'ingresso, da una linea di lunghezza x;
Q_x = $\omega L_x/R_x$ = fattore di qualità o di merito offerto all'ingresso;
$\operatorname{tg}\delta_x$ = $\omega C_x R_x$ = tangente dell'angolo di perdita offerto all'ingresso;
d = diametro dei conduttori (linea bifilare) o del conduttore interno (cavo coassiale);
a = distanza fra gli assi dei conduttori di una linea bifilare;
D = diametro interno del conduttore tubolare (cavo coassiale).
ϱ = resistività;
δ = spessore equivalente di penetrazione (chiamato *penetrazione*).
ε = $\varepsilon_o\,\varepsilon_r$ = permeabilità elettrica o costante dielettrica;
μ = $\mu_o\,\mu_r$ = permeabilità magnetica.

CAPITOLO III.

CIRCUITI A LINEA

A) Funzionamento dei circuiti a linea.

1. - Parametri di una linea.

Lo studio si effettua generalmente su *linee uniformi* cioè tali che i parametri: R, L, G, C, (¹) ossia rispettivamente la *resistenza* (complessiva del conduttore di andata e di quello di ritorno), l'*induttanza,* la *conduttanza* di dispersione (dovuta all'imperfezione dell'isolamento e alle perdite del dielettrico) e la *capacità, per ogni unità di lunghezza della linea,* siano costanti. Tali parametri sono anche chiamati *parametri specifici.*

Se l'unità di lunghezza è scelta in modo da essere molto piccola (²) rispetto alla *lunghezza d'onda*:

$$\lambda = u/f \qquad [1]$$

(u = velocità di propagazione delle onde di tensione o di corrente di frequenza f, lungo la linea) la linea si potrà considerare equivalente ad una successione di tronchi di lunghezza unitaria, come è indicato in figura 1. Naturalmente tale schema è tanto più aderente al caso teorico quanto più piccola è l'unità di lunghezza scelta rispetto a λ e quindi quanto più grande è il numero n di tratti in cui la linea è stata suddivisa.

(¹) Nel I vol. della mia « Radiotecnica », così come in qualche altra trattazione, vengono usate le lettere minuscole r, l, g, c, in luogo di quelle maiuscole.

(²) L'unità di lunghezza scelta potrà essere anche il km per le linee telefoniche (λ = centinaia di km); si userà invece il m, il cm, il mm.... per le linee a R. F. mano a mano che la frequenza cresce.

Una linea uniforme è caratterizzata dall'uguaglianza di tutti i tronchi. I tipi più comuni di linea uniforme sono:

1) la linea a conduttori cilindrici concentrici o *cavo coassiale*;

2) la *linea bifilare* a conduttori paralleli.

In generale una linea è connessa da un lato ad un *carico* costituito da una impedenza $\boldsymbol{Z}$ ([3]), dall'altro lato ad un *generatore*. Di solito il generatore si disegna a sinistra e il carico a destra quindi si immagina che l'energia transiti da sinistra a destra. Peraltro lo studio di una linea riesce più semplice prendendo come origine, per misurare le *lunghezze x lungo la linea*, il punto terminale ove è connessa l'impedenza di carico $\boldsymbol{Z}$, che spesso è nota. Perciò, come è indicato in figura 1, le *x crescono da destra verso sinistra*.

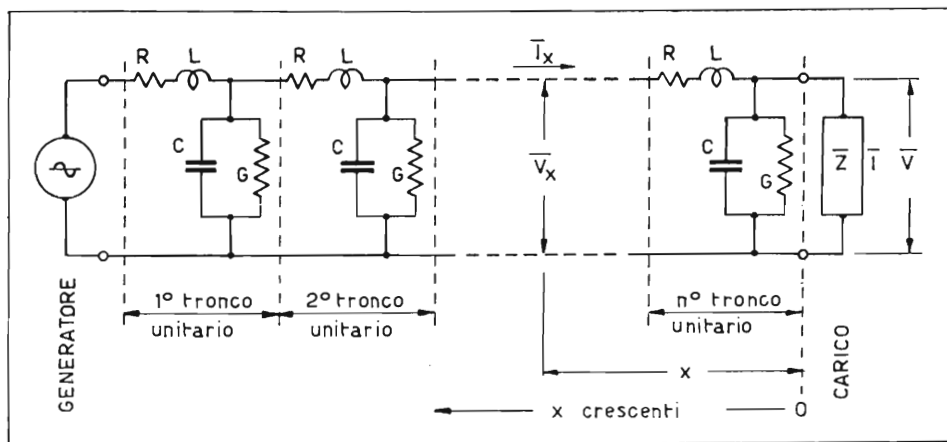



FIG. 1.
Schema di una linea uniforme divisa in tronchi unitari di lunghezza trascurabile rispetto alla lunghezza d'onda.

Ovviamente si ha: $\boldsymbol{Z} = \boldsymbol{V}/\boldsymbol{I}$.

Spezzando una linea in un punto qualsiasi, alla distanza x dal carico il troncone di destra nel suo insieme ($\boldsymbol{Z}$ compresa) costituisce il carico della linea formata dal troncone di sinistra; l'impedenza $\boldsymbol{Z}_x$ di tale carico dipenderà da $\boldsymbol{Z}$, dalle caratteristiche della linea (cioè dai suoi parametri R, L, G, C) e da x. Si avrà ovviamente $\boldsymbol{Z}_x = \boldsymbol{V}_x/\boldsymbol{I}_x$.

([3]) Vengono indicate con lettere in grassetto le grandezze complesse caratterizzate per es. dal *modulo* (che sarà indicato con la stessa lettera corsiva, non in grassetto) e dall'argomento o *angolo di fase;* nelle figure, invece che con lettere in grassetto, le grandezze complesse saranno indicate con lettere soprasegnate come in figura 1.

Analogamente il troncone di sinistra costituirà il generatore della linea formata dal troncone di destra.

Una linea uniforme di lunghezza infinita verso destra presenta (Vol. I, § 138) una impedenza costante in ogni punto perchè, qualunque sia il punto considerato il troncone di destra è sempre identico essendo sempre di lunghezza infinita. Tale impedenza si chiama impedenza caratteristica della linea e verrà indicata con $\boldsymbol{Z}_c$.

La impedenza terminale $\boldsymbol{Z}$ su cui viene chiusa una linea può assumere qualsiasi valore fra zero (cortocircuito) e infinito (circuito aperto). Tre valori particolari molto importanti per $\boldsymbol{Z}$ sono:

1) $\boldsymbol{Z} = \boldsymbol{Z}_c$ linea chiusa sulla sua impedenza caratteristica;
2) $\boldsymbol{Z} = 0$ linea in cortocircuito;
3) $\boldsymbol{Z} = \infty$ linea a circuito aperto.

Si cerca di attuare la prima condizione tutte le volte che la linea deve avere la funzione di *trasmettere energia*; le altre due condizioni si attuano invece allorchè la linea deve funzionare come *elemento reattivo di circuito* (induttanza, condensatore) o come un *sistema risonante*. Ciò verrà illustrato fra poco.

2. - Relazioni fondamentali.

Il valore dell'impedenza caratteristica di una linea dipende dai suoi parametri secondo la relazione (Vol. I, nota al § 139):

$$\boldsymbol{Z}_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} . \tag{2}$$

In generale $\boldsymbol{Z}_c$ assume un valore complesso; se peraltro è soddisfatta la relazione (Vol. I, § 139):

$$R/G = L/C \qquad \text{ossia} \qquad RC = GL , \tag{3}$$

che si chiama *condizione di Heaviside o condizione di non distorsione*, la $\boldsymbol{Z}_c$ assume il *valore ohmico*:

$$Z_c = \sqrt{R/G} = \sqrt{L/C} . \tag{4}$$

D'altra parte per frequenze abbastanza elevate R diviene trascurabile

rispetto ad ωL e G diviene trascurabile rispetto a ωC per cui la seconda delle [4] è sempre approssimativamente verificata per le linee di buona qualità e quindi *la impedenza caratteristica può essere ritenuta ohmica.*

La tensione fra i due conduttori e la corrente lungo la linea sono funzioni sia dell'istante t sia della posizione x. Se si vogliono considerare tali variabili separatamente si può immaginare di osservare come varia la tensione (o la corrente) in un certo *punto della linea* in funzione del tempo t; oppure, in un *istante prefissato,* si può osservare come varia la tensione (o la corrente) lungo la linea cioè in funzione di x.

In generale tensione e corrente sono *funzioni armoniche* del tempo, perciò indicando con v_x e con i_x rispettivamente i valori istantanei della tensione fra i due conduttori e la corrente lungo la linea nel punto generico alla distanza x dal carico, si potrà scrivere:

[5] $$v_x = \boldsymbol{V}_x \operatorname{sen} \omega t\,; \qquad i_x = \boldsymbol{I}_x \operatorname{sen} \omega t\,.$$

Si osservi che nelle [5] le grandezze $\boldsymbol{V}_x$ ed $\boldsymbol{I}_x$ sono vettoriali e sono quindi caratterizzate, non solo dalla loro ampiezza, ma anche dalla loro fase. Le espressioni di $\boldsymbol{V}_x$ e di $\boldsymbol{I}_x$ sono (v. per es. bibl. 24, p. 308):

[6] $$\boldsymbol{V}_x = \frac{\boldsymbol{V} + \boldsymbol{Z}_c \boldsymbol{I}}{2} \left(e^{\gamma x} + \boldsymbol{k}\, e^{-\gamma x}\right); \qquad \boldsymbol{I}_x = \frac{\boldsymbol{V} + \boldsymbol{Z}_c \boldsymbol{I}}{2\boldsymbol{Z}_c} \left(e^{\gamma x} - \boldsymbol{k} e^{-\gamma x}\right);$$

dove: $\boldsymbol{V}$ ed $\boldsymbol{I}$ sono tensione e corrente nel carico;

$\gamma = \alpha + j\beta =$ *costante di propagazione*; in cui:
$\alpha =$ *costante di attenuazione*; $\beta =$ *costante di fase*;
$\boldsymbol{k} =$ *coefficiente* (vettoriale) *di riflessione.*

Le [6] richiedono qualche spiegazione per essere correttamente interpretate. Ciascuna di esse si può scomporre in due termini: uno in $e^{\gamma x}$ *crescente* esponenzialmente con x[4], l'altro in $e^{-\gamma x}$ *decrescente* esponenzialmente

---

[4] Si ha infatti:

$$e^{\gamma x} = e^{(\alpha + j\beta)x} = e^{\alpha x} \cdot e^{j\beta x} = e^{\alpha x}(\cos\beta x + j \operatorname{sen} \beta x)\,;$$

in quest'ultima relazione il termine $e^{\alpha x}$ cresce esponenzialmente al crescere di x mentre il termine $e^{j\beta x} = \cos\beta x + j \operatorname{sen}\beta x$ rappresenta, come si vede in figura 2, un vettore unitario che ruota con x (dopo una lunghezza d'onda λ si avrà $\beta\lambda = 2\pi$ cioè $\beta u = 2\pi f = \omega =$ *velocità angolare*). Perciò l'intera espressione:

$$e^{\gamma x} = e^{\alpha x}(\cos\beta x + j \operatorname{sen} \beta x)$$

(la nota continua a pag. seg.)

con x. Se l'energia si trasferisce in direzione contraria ad x e se la linea presenta delle perdite, mediamente la tensione e la corrente andranno diminuendo in direzione contraria ad x cioè andranno crescendo con x ossia verso generatore. Le [6] si possono allora interpretare nel senso che l'ampiezza della tensione (o corrente) si può pensare come risultante dalla sovrapposizione di due onde, *sinusoidali smorzate* in funzione di x, contemporaneamente esistenti sulla linea: la prima, quella in $e^{\gamma x}$, si attenua

---

è rappresentabile graficamente in coordinate polari con la spirale segnata in figura 2 con linea continua a partire dal punto 1 per x crescenti (cioè procedendo verso il generatore). Se l'esponente è negativo la spirale è percorsa in senso inverso (x decrescenti) e va stringendosi, invece che aprendosi, come è indicato a tratti.

La rappresentazione grafica completa delle [6] in coordinate polari si può ottenere componendo, punto per punto, le due spirali corrispondenti rispettivamente la prima al termine $e^{\gamma x}$ e la seconda al termine $ke^{-\gamma x}$. La composizione è fatta in figura 3 ove si è supposto $k = 0{,}5$, $\varphi_k = 45°$. La prima spirale è: a', b', p', c', d', e'; la seconda (di raggio vettore metà, sfasata di 45° e percorsa in senso contrario alla precedente) è: a", b", p", c", d", e". Le somme vettoriali (Oa' + Oa" = Oa₁; Ob' + Ob" = Ob₁, ecc.) danno origine alla spirale $e^{\gamma x} + ke^{\gamma x}$ segnata con linea continua e contrassegnata dai punti a_1, b_1, p_1, c_1, d_1, e_1; essa è il luogo estremità di un vettore proporzionale a V_x. Analogamente le differenze vettoriali (Oa' — Oa" = Oa_2, ...) danno origine alla spirale $e^{\gamma x} - ke^{-\gamma x}$, segnata pure con linea continua e contrassegnata dai punti a_2, b_2, p_2, c_2, d_2, e_2; essa è il luogo estremità di un vettore proporzionale a I_x. I punti a, b, c, d, e, corrispondono rispettivamente alle distanze 0, $\lambda/4$, $\lambda/2$, $3\lambda/4$, λ dall'estremità caricata della linea; il punto p è un punto generico corrispondente all'argomento βx.

FIG. 2.

Rappresentazione delle funzioni $e^{\beta x}$, $e^{\gamma x}$, $e^{-\gamma x}$ sul piano complesso avente in ascisse l'asse reale e in ordinate l'asse immaginario.

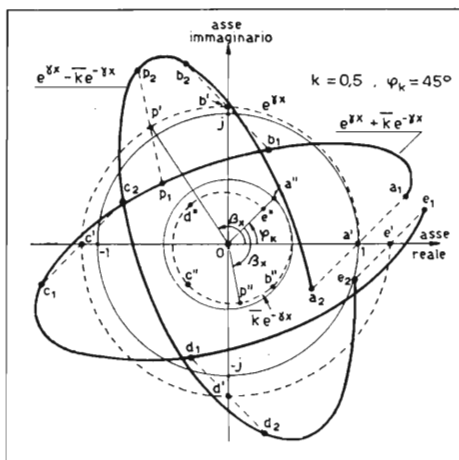



FIG. 3.

Rappresentazione sul piano complesso della funzione $e^{\gamma x} + ke^{-\gamma x}$ (proporzionale in modulo e fase all'ampiezza alla tensione V_x lungo la linea) e della funzione $e^{\gamma x} - ke^{-\gamma x}$ (proporzionale alla corrente I_x lungo la linea).

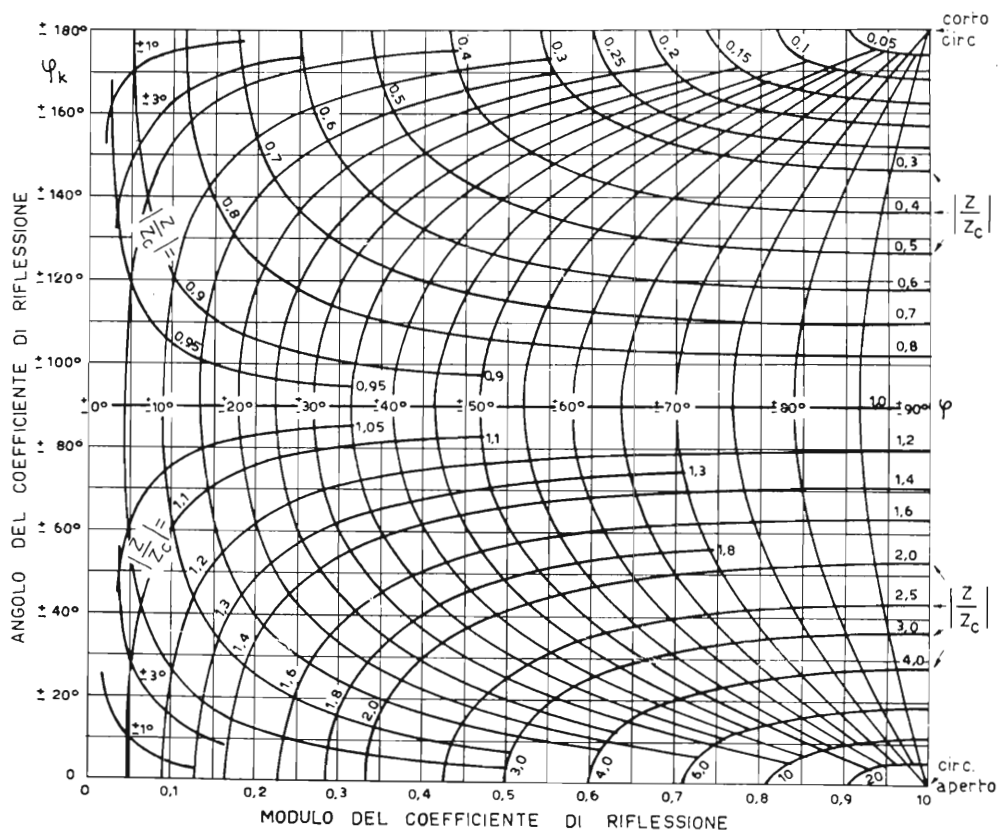



FIG. 4.

Grafico che fornisce l'ampiezza (ascisse) e la fase (ordinate) del coefficiente di riflessione k in funzione del rapporto vettoriale Z/Z_c; questo è espresso da un sistema di coordinate curvilinee tarate in modulo Z/Z_c (curve « numerate ») e in argomento (curve che al centro del diagramma hanno tangente verticale ed ivi sono « graduate »).

che in pratica si ha $\boldsymbol{Z}_c = Z_c$ cioè che l'impedenza caratteristica è generalmente ohmica.

3. - Linea chiusa sulla sua impedenza caratteristica. - Onde progressive.

Come s'è già detto, un tratto di linea chiuso sulla sua impedenza caratteristica si comporta come una linea di lunghezza infinita. Come risulta dalla [10'] per $\boldsymbol{Z} = \boldsymbol{Z}_c$, il *coefficiente di riflessione è nullo*, ossia non

vi è onda riflessa (Vol. I, § 146). In tal caso dalle [6] si ottiene:

$$[11] \qquad \boldsymbol{V}_x = \boldsymbol{V} e^{\gamma x}; \qquad \boldsymbol{I}_x = \boldsymbol{I} e^{\gamma x};$$

ossia per una linea ideale senza perdite ($R = 0$, $G = 0$, $\alpha = 0$, $\beta x = 2\pi x/\lambda$) le ampiezze della tensione e della corrente restano costanti in ogni punto della linea mentre per una linea reale vanno attenuandosi dal generatore verso il carico (cioè crescendo nella direzione delle x) secondo la legge esponenziale $e^{\alpha x}$ (v. nota 4). Si dice allora che nella linea si ha un regime di *onde progressive*; esiste in sostanza solo l'onda incidente che trasferisce l'energia dal generatore al carico e che «progredisce» in tale direzione con la velocità u.

FIG. 5.
Linea chiusa sulla sua impedenza caratteristica Z_C; a) diagrammi istantanei (negli istanti t_1, t_2, ...) della tensione (fra i due fili) lungo la linea; b) diagramma delle ampiezze della tensione in ogni punto (linea reale - ampiezze decrescenti con legge esponenziale).

Nella figura 5a sono rappresentati i diagrammi di distribuzione della tensione (o corrente) lungo una linea reale (con perdite) in corrispondenza di quattro diversi istanti: t_1, t_2, t_3, t_4, ugualmente intervallati nel tempo; invece in figura 5b è rappresentata l'ampiezza della tensione (o corrente) alternativa che si ha fra i due fili della linea in funzione del punto ove tale tensione (o corrente) viene misurata; essa ha l'andamento (v. nota 4):

$$[11'] \qquad \boldsymbol{V}_x = \boldsymbol{V} e^{\alpha x} \text{ mentre la corrente vale: } \boldsymbol{I}_x = \boldsymbol{I} e^{\alpha x}.$$

Si tenga presente che i valori istantanei in ogni punto si possono ricavare introducendo le [11] nelle [5].

4. - Linea chiusa in cortocircuito. - Onde stazionarie.

Se invece la linea è chiusa in cortocircuito l'onda incidente non viene attenuata dal carico costituito dal cortocircuito ($Z = 0$). In tale punto

della linea la tensione fra i due fili è nulla. Ciò significa che ivi le due onde, incidente e riflessa, sono in ogni istante di uguale ampiezza e di segno contrario, il che si può esprimere dicendo che il *coefficiente di riflessione ha ampiezza* 1 *e fase* 180° ossia che esso è reale e pari a -1, come risulta dalla [10′] per $Z=0$.

In tal caso, ponendo $\boldsymbol{V}=0$ e $\boldsymbol{k}=-1$ nelle [6], si ottiene:

[12] $$\boldsymbol{V}_x=\frac{\boldsymbol{Z}_c\boldsymbol{I}}{2}(e^{\gamma x}-e^{-\gamma x})\,; \qquad \boldsymbol{I}_x=\frac{\boldsymbol{I}}{2}(e^{\gamma x}+e^{-\gamma x})\,.$$

Per una linea senza perdite ($\alpha=0$) i termini fra parentesi divengono rispettivamente ([7]):

[12′] $$e^{j\beta x}-e^{-j\beta x}=j2\operatorname{sen}\beta x\,; \qquad e^{j\beta x}+e^{-j\beta x}=2\cos\beta x\,,$$

quindi si ha:

[12″] $$\boldsymbol{V}_x=j\boldsymbol{Z}_c\boldsymbol{I}\operatorname{sen}\beta x\,; \qquad \boldsymbol{I}_x=\boldsymbol{I}\cos\beta x\,.$$

Queste relazioni significano che l'ampiezza V_x della tensione varia sinusoidalmente al variare di x, è nulla per $x=0$ e per $\boldsymbol{\beta}x=n\pi$ (se $\alpha=0$) cioè, come risulta applicando la [9], per:

[13] $$x=n\frac{\lambda}{2} \qquad (n=0,1,2,\ldots).$$

Analogamente l'ampiezza I_x della corrente varia cosinusoidalmente in funzione di x, è massima per $x=n\lambda/2$ cioè nei punti in cui la tensione è minima; I_x è invece nulla per $\beta x=n\pi+\pi/2$ cioè per:

[14] $$x=n\frac{\lambda}{2}+\frac{\lambda}{4}=(2n+1)\frac{\lambda}{4} \qquad (n=0,1,2,\ldots).$$

Nel caso ora considerato si dice che nella linea vi è un regime di *onde*

([7]) Per $\alpha=0$ si ha $e^{\alpha x}=1$ ed applicando le relazioni della nota 4 si ha: $e^{\gamma x}=e^{j\beta x}$; $e^{j\beta x}-e^{-j\beta x}=\cos\beta x+j\operatorname{sen}\beta x-\cos(-\beta x)-j\operatorname{sen}(-\beta x)$; poichè $\cos(-\beta x)=\cos\beta x$ e $\operatorname{sen}(-\beta x)=-\operatorname{sen}\beta x$ si ottiene: $e^{j\beta x}-e^{-j\beta x}=j2\operatorname{sen}\beta x$. Con sviluppi analoghi si ottiene la seconda relazione [12′].

stazionarie. Esso è illustrato dalla figura 6: in a) sono rappresentate le distribuzioni della tensione fra i fili della linea in cinque istanti diversi t^{I}, t^{II}, t^{III}, t^{IV}, t^{V}. Nei punti 1, 3, 5 della linea, disponendo un voltmetro fra i due fili si constata che le tensione è nulla (linea perfetta, $\alpha = 0$) o minima (linea reale, $\alpha > 0$). Tali punti, distanti tra loro $\lambda/2$ come risulta dalla [13] si chiamano *nodi di tensione.* Invece nei punti 2, 4 si ha un massimo chiamato *ventre di tensione*; i ventri sono spostati, rispetto ai nodi, di $\lambda/4$ come risulta dalla [14].

In figura 6b sono rappresentate le ampiezze della tensione (segno continuo, diagramma tratteggiato) e della corrente (a tratti). Si noti che i *nodi di corrente* si hanno in corrispondenza dei ventri di tensione e i *ventri di corrente* in corrispondenza dei nodi di tensione. Infatti, per esempio, all'estremità in cortocircuito della linea, ove la tensione è nulla (nodo) la corrente è massima (ventre). Perciò corrente e tensione risultano sempre sfasate di 90° fra loro (linea perfetta, fattore di potenza nullo) a volte in anticipo a volte in ritardo a seconda dei segni reciproci di $\operatorname{sen} \beta x$ e $\cos \beta x$ ([8]). Ciò è illustrato dalla figura 6c ove si vede che in ogni nodo si ha una inversione di fase (rotazione di 180°, cambia di segno o $\operatorname{sen} \beta x$ oppure $\cos \beta x$).

FIG. 6.
Linea perfetta ($R = 0$; $G = 0$) chiusa in cortocircuito; a) diagrammi istantanei della tensione lungo la linea; b) diagrammi delle ampiezze della tensione (segno continuo) e della corrente (a tratti) nei vari punti della linea; c) diagrammi delle fasi della tensione (segno continuo) e della corrente (a tratti).

Nella figura 7 si considera invece il caso di una linea reale, cioè con perdite ($R > 0$, $G > 0$ ossia $\alpha > 0$). L'onda incidente va attenuandosi dal

[8] Ciò si può rilevare facilmente anche dalle espressioni [12″] che indicano la presenza del fattore j nella $\boldsymbol{V}_x$ e non nella $\boldsymbol{I}_x$; cioè mentre $\boldsymbol{I}_x$ è in fase (o in opposizione a seconda del segno di $\cos \beta x$) con $\boldsymbol{I}$, la $\boldsymbol{V}_x$ è in quadratura con $\boldsymbol{I}$ (per una linea perfetta $\boldsymbol{Z}_c$ è ohmica).

generatore verso il cortocircuito (ingrandendosi al crescere di x ([9])) cioè da sinistra a destra; invece quella riflessa (che può essere considerata una continuazione della prima, come è indicato con linea tratteggiata in fig. 7) va attenuandosi secondo la direzione x cioè verso sinistra. Perciò la *combinazione in ampiezza e fase* delle due onde dà origine a massimi pari alla somma ed a minimi pari alla differenza delle ampiezze, rispettivamente allorchè le due onde componenti sono in fase o in opposizione. In tali condizioni, mentre nel punto 1 (cortocircuito) ove le due ampiezze sono uguali si ha un nodo di tensione di ampiezza nulla, gli altri nodi che si incontrano risalendo la linea (risultando dalla differenza fra una ampiezza più grande

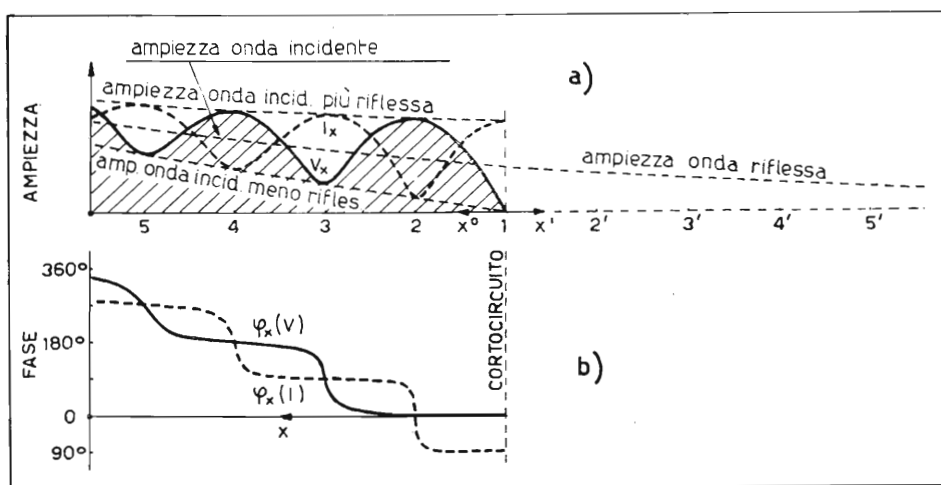



FIG. 7.

Linea reale (con perdite) in cortocircuito; a) diagrammi delle ampiezze; b) diagrammi delle fasi della tensione (segno continuo) e della corrente (a tratti).

ed una più piccola di quella che le due onde hanno nel punto 1) corrispondono ad un minimo di ampiezza via via crescente verso il generatore (punti 3, 5 per la tensione e 2, 4 per la corrente).

In figura 7b è rappresentata la distribuzione lungo la linea delle fasi della tensione e della corrente riferite a quella della tensione nel punto di cortocircuito. Si nota che, a differenza di quanto succede per una

([9]) L'onda incidente è espressa dal termine in $e^{\gamma x} = e^{\alpha x} \cdot e^{j\beta x}$ delle [12]: il fattore $e^{\alpha x}$ cresce esponenzialmente con x come già si disse nella nota ([4]). Viceversa per l'onda riflessa il fattore $e^{-\alpha x}$ decresce esponenzialmente con x.

linea ideale (fig. 6), nei nodi non si ha una discontinuità di 180° nella fase; si manifesta invece una rotazione di fase tanto più graduale quanto meno accentuati sono i nodi.

Se la linea, in luogo di un numero ridotto di quarti di lunghezza d'onda ne comprende un numero elevato, i nodi e i ventri tendono a sparire e il diagramma tende, al limite, a coincidere con quello di figura 4b ([10]) valevole per una linea chiusa nella sua impedenza caratteristica.

L'osservazione ha carattere generale: infatti una linea tende sempre, al crescere della sua lunghezza, a divenire equivalente, in una zona abbastanza lontana dal carico, ad una linea chiusa sulla sua impedenza caratteristica, anche se l'estremità, in luogo di essere cortocircuitata, è chiusa su una impedenza qualsiasi o anche è aperta. Infatti una linea chiusa sulla sua impedenza caratteristica equivale ad un tratto di linea di lunghezza infinita e quindi per approssimazione ad un tratto di linea che comprenda un gran numero di lunghezze d'onda.

5. - Linea a circuito aperto.

Un caso perfettamente duale di quello della linea in cortocircuito sopra considerato è quello riguardante una linea aperta all'estremità ($Z = \infty$). In tale punto la corrente (invece della tensione) è nulla; ivi sono quindi

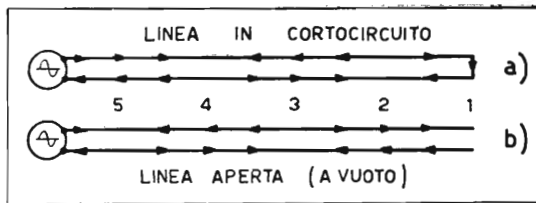



FIG. 8.
Verso delle correnti lungo i conduttori di una linea in un istante; a) linea in cortocircuito; b) linea aperta.

uguali e di segno contrario le due onde di corrente e il coefficiente di riflessione è pari ad 1 come risulta dalla [10'] per $Z = \infty$.

([10]) Infatti nelle [12] i termini in $e^{-\gamma x}$ per valori elevati di x divengono trascurabili rispetto ai termini in $e^{\gamma x}$.

In tale caso, ponendo nelle [6] $\boldsymbol{I} = 0$ e $\boldsymbol{k} = 1$, si ottiene:

$$\boldsymbol{V}_x = \frac{\boldsymbol{V}}{2} (e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}) ; \quad \boldsymbol{I}_x = \frac{\boldsymbol{V}}{2\boldsymbol{Z}_c} (e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}) ; \quad [11]. \tag{15}$$

I diagrammi delle figure 6 e 7 e le considerazioni riguardanti le posizioni dei nodi e dei ventri (formule [13] e [14]) sono nuovamente validi purchè si scambi la tensione con la corrente e viceversa.

La figura 8 illustra, in un determinato istante, il verso della corrente nei vari punti di ciascun filo di linea, sia nel caso di estremità cortocircuitata (a), sia nel caso di estremità aperta (b).

6. - Linea chiusa su impedenza qualsiasi.

Sin qui si sono considerati tre valori particolari dell'impedenza di carico su cui è chiusa la linea:

$\boldsymbol{Z} = \boldsymbol{Z}_c$;	$\boldsymbol{k} = 0$:	onde progressive « pure »;	
$\boldsymbol{Z} = 0$;	$\boldsymbol{k} = -1$:	cortocircuito	onde stazionarie « pure »;
$\boldsymbol{Z} = \infty$;	$\boldsymbol{k} = 1$:	circuito aperto	

ma naturalmente $\boldsymbol{Z}$ può assumere qualsiasi valore intermedio ed essere di natura complessa così da determinare una qualsiasi rotazione di fase φ (angolo di $\boldsymbol{I}$ rispetto a $\boldsymbol{V}$ in corrispondenza di $\boldsymbol{Z}$) compreso fra $+90°$ e $-90°$. Di conseguenza anche il modulo k e l'argomento φ_k del coefficiente di riflessione $\boldsymbol{k}$ possono assumere qualunque valore compreso rispettivamente fra $+1$ e -1 e fra $-180°$ e $+180°$ (fig. 4).

In tali condizioni la linea è sede di un *regime misto di onde progressive e stazionarie.*

Il diagramma cartesiano $v = f(x, t)$ [12] di distribuzione della tensione fra i fili lungo la linea, che chiameremo per brevità *onda risultante*, come appare dalla [6] si può scomporre in due componenti:

1) l'*onda incidente* (di tipo progressivo) dipendente dal termine in $e^{\gamma x}$ che viaggia in direzione contraria ad x cioè verso *destra*, per cui il suo valore istantaneo verrà indicato con v_d;

---

[11] Nel confronto delle [15] con le [12] si tenga conto che duale di $\boldsymbol{Z}_c$ è $\boldsymbol{Y}_c = 1/\boldsymbol{Z}_c$ = *ammettenza caratteristica.*

[12] E' la proiezione, secondo un asse, p. es. quello verticale, della rappresentazione polare di figura 3.

2) l'*onda riflessa* (sempre di tipo progressivo) dipende dal termine in $\boldsymbol{k}e^{-\gamma x}$, che viaggia verso *sinistra* e sarà indicata con v_s.

Consideriamo le ampiezze V_{dx} e V_{sx} delle due onde in un punto generico della linea (fig. 9) e indichiamo con V_{d0} l'ampiezza dell'onda inci-

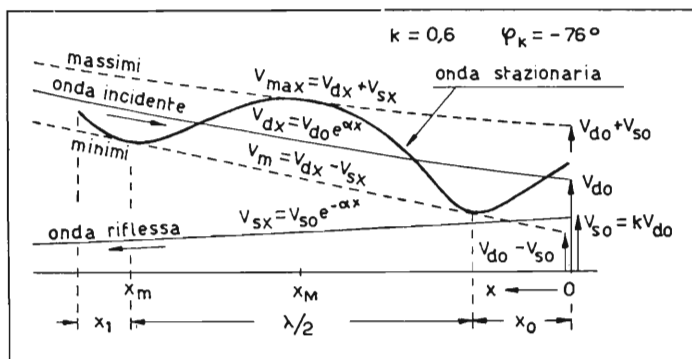



FIG. 9.
Linea reale (con perdite) chiusa su una impedeanza Z qualsiasi ($k = 0{,}6$, $\varphi_k = -76°$ quindi, dal grafico di fig. 4, $Z/Z_c = 2{,}7$, $\varphi = -62°$); andamenti dell'onda incidente, riflessa e risultante (onda stazionaria); quest'ultima è contenuta fra la curva dei massimi (onda incidente più riflessa) e quella dei minimi (onda incidente meno riflessa).

dente all'arrivo sul carico $\boldsymbol{Z}$ cioè in corrispondenza di $x = 0$; l'ampiezza V_{s0} dell'onda riflessa, cioè in partenza dal carico sarà:

$$V_{s0} = k V_{d0} ;$$

si avrà inoltre:

$$V_{dx} = V_{d0}\, e^{\alpha x} ; \qquad V_{sx} = k V_{d0}\, e^{-\alpha x} .$$

Poichè l'onda riflessa riceve sul carico uno sfasamento φ_k e viaggia in senso contrario all'onda incidente si troveranno lungo la linea punti ove le due onde sono in fase e punti ove esse sono in opposizione per cui le ampiezze raggiungeranno i valori massimi e minimi seguenti:

$$V_{\max} = V_{dx} + V_{sx} ; \qquad V_{\min} = V_{dx} - V_{sx} .$$

I punti di massimo e minimo restano in posizione fissa e fra di essi l'andamento delle ampiezze rimane pure fisso ed assume l'aspetto ciclico indicato in figura 9.

Consideriamo ora il caso di una linea perfetta ($\alpha = 0$): l'ampiezza V_d dell'onda incidente e quella V_s dell'onda riflessa rimarranno costanti lungo la linea, ma nel punto ove è inserito il carico ($x = 0$) l'onda riflessa subirà, come in precedenza, una riduzione secondo il modulo k e uno sfasamento secondo l'angolo φ_k del coefficiente di riflessione $\boldsymbol{k}$. L'onda risultante sarà in ogni istante e in ogni punto della linea la somma algebrica delle due onde componenti.

Nella figura 10a è fatta la costruzione per un istante. Si traccia prima l'onda incidente rappresentata dalla sinusoide 1. Poi si disegna la sinusoide 2 di ampiezza $V_s = kV_d$ e sfasata di φ_k rispetto alla 1. Questa sinusoide si ribalta intorno alla verticale 0 0 corrispondente al punto ove è collocata l'impedenza di carico $\boldsymbol{Z}$; si ottiene così la sinusoide 2′ che rappresenta l'onda riflessa. La risultante v delle sinusoidi 1 e 2′ è data dalla *sinusoide* 3 tratteggiata.

Nella figura 10b la stessa costruzione è ripetuta per altri cinque istanti diversi, partendo dall'istante $t = 0$ corrispondente alla figura 10a; l'intervallo fra i successivi diagrammi è di $T/12$. Nella figura 10c sono sovrapposte le sei sinusoidi tratteggiate che rappresentano le onde risultanti nei sei istanti considerati.

Le sinusoidi tratteggiate sono contenute fra due curve inviluppo, segnate in figura 10c con linea continua, simili a quella di figura 9 ma non smorzate; esse presentano massimi e minimi: i massimi hanno però ampiezza minore del doppio del valore medio e i minimi non sono nulli come succede invece per un regime di onde puramente stazionarie ($Z = 0$, oppure $Z = \infty$, fig. 6).

La curva inviluppo superiore di figura 10c viene anche chiamata *diagramma di onde stazionarie.* Fissato $\boldsymbol{Z}$, la curva suddetta è effettivamente «stazionaria» sulla linea, cioè massimi e minimi si manifestano in un determinato luogo della linea e con determinata ampiezza. Si noti che tale diagramma *non è sinusoidale* ([13]).

Se si innalza una verticale in un punto qualsiasi P di figura 10c le intersezioni con le sinusoidi tratteggiate forniscono il valore della tensione nel punto P della linea nei sei istanti $t = 0$, $t = T/12, ...,$ $t = 5T/12$ per i quali sono state tracciate tali sinusoidi tratteggiate. La figura 10d mostra l'andamento in funzione del tempo in tre punti: estremità della linea ($x = 0$); punto P_0 di minima tensione ($x = x_0$); punto P_1 di massima ten-

([13]) La curva inviluppo delle onde stazionarie ha la forma dell'inviluppo di una tensione di battimento (Vol. II, § 79) cioè è tanto più prossima alla forma sinusoidale quanto minore è il rapporto V_{max}/V_{min}.

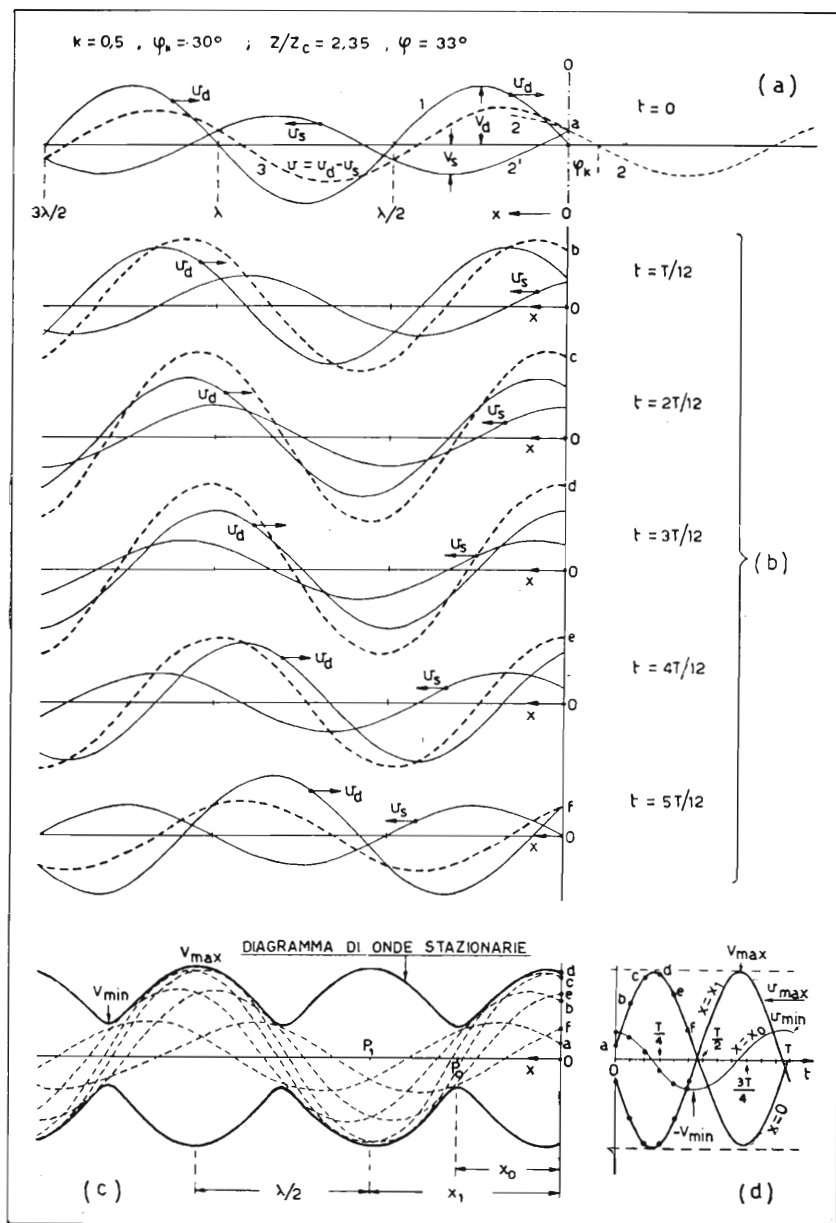



Fig. 10.

Linea senza perdite chiusa su una impedenza qualsiasi ($k = 0{,}5$, $\varphi_k = 30°$ perciò dal grafico di fig. 4, $Z/Z_c = 2{,}35$, $\varphi = 33°$). a) costruzione, per l'istante $t = 0$, della tensione risultante (a tratti); b) ripetizione della stessa costruzione per altri cinque istanti diversi; le sinusoidi tratteggiate ricavate in b) sono sovrapposte in c); esse sono contenute fra due curve inviluppo; quella superiore è chiamata diagramma di onde stazionarie; d) andamento del potenziale nei punti O, P_0 e P_1 della linea, in funzione del tempo.

sione ($x = x_1$). Si vede che gli andamenti della tensione sono sinusoidali anche in funzione del tempo.

In figura 11 sono riportate le curve di onde stazionarie della tensione (segno continuo diagramma tratteggiato) e della corrente (segno a tratti)

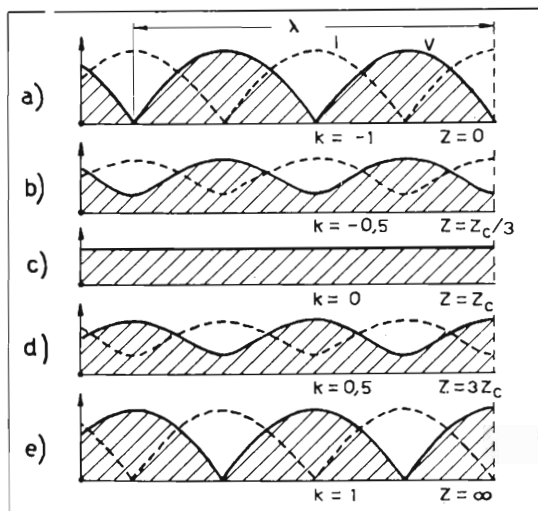



FIG. 11.
Diagrammi di distribuzione della tensione (segno continuo) e della corrente (a tratti) per una linea senza perdite e per cinque diversi valori dell'impedenza di chiusura Z.

per una linea perfetta e per cinque diversi valori del rapporto Z/Z_c supposto reale ($\varphi_k = 0$) e cioè:

a) $Z/Z_c = 0$; $k = -1$; diagramma = a quello di fig. 6b;
b) $Z/Z_c = 1/3$; $k = -0{,}5$;
c) $Z/Z_c = 1$; $k = 0$; diagr. come in fig. 5b senza perdite;
d) $Z/Z_c = 3$; $k = 0{,}5$;
e) $Z/Z_c = \infty$; $k = 1$; diagramma duale di quello di fig. 6b.

7. - Determinazione sperimentale delle caratteristiche di una linea.

Non sempre i parametri di una linea (R, G, L, C e quindi $\boldsymbol{Z_0}$, α, β) e del suo carico ($\boldsymbol{Z}$ e quindi $\boldsymbol{k}$) sono noti. Per determinarli sperimentalmente si possono seguire principalmente due metodi:

1) effettuare due misure dell'impedenza $\boldsymbol{Z}_x$ della linea in un punto qualsiasi alla distanza x dal carico (per es. nel punto di alimentazione cioè all'entrata della linea); la prima misura verrà affettuata a *circuito aperto* ($Z = \infty$) e il valore trovato si indicherà con $\boldsymbol{Z}_{ca}$; la seconda misura si effettuerà con la linea *cortocircuitata* in corrispondenza del carico ($Z = 0$) e il valore trovato si indicherà con $\boldsymbol{Z}_{cc}$. Questi due valori consentono di ricavare l'impedenza caratteristica $\boldsymbol{Z}_c$ ed anche la costante di propagazione $\gamma = \alpha + j\beta$ della linea;

2) rilevare sperimentalmente il diagramma di onde stazionarie lungo la linea caricata sulla sua impedenza $\boldsymbol{Z}$, determinando il massimo V_{max} e il minimo V_{min} di tensione lungo la linea, la distanza λ fra due minimi (o due massimi) e la distanza x_0 fra l'estremità caricata e il primo minimo.

Il secondo metodo è particolarmente adatto per le onde metriche o di lunghezza inferiore; infatti, mentre per le corrispondenti elevatissime frequenze il primo metodo risulta di difficile esecuzione perchè le misure di impedenza divengono estremamente delicate, per piccole λ l'esplorazione dalla linea lungo una intera o più lunghezze d'onda diviene agevole; tale esplorazione risulta invece di esecuzione difficile se λ è grande.

a) Metodo delle impedenze a vuoto e in cortocircuito.

Consideriamo il primo metodo. L'impedenza $\boldsymbol{Z}_x$ in un punto distante x dal carico è data dal rapporto delle [6] ([14]). A circuito aperto si ha $k = 1$ e in cortocircuito $k = -1$. Introducendo tali valori nell'espressione di $\boldsymbol{Z}_x$ si ottengono rispettivamente i valori di $\boldsymbol{Z}_{ca}$ (*impedenza a circuito aperto o a vuoto*) e di $\boldsymbol{Z}_{cc}$ (*impedenza in cortocircuito*). Si trova facilmente ([14])([15]):

$$\boldsymbol{Z}_c = \sqrt{\boldsymbol{Z}_{ca}\boldsymbol{Z}_{cc}} \qquad [16]$$

la quale esprime l'impedenza caratteristica della linea in funzione delle

---

([14]) Dalle [6] si ha:

$$\boldsymbol{Z}_x = \frac{\boldsymbol{V}_x}{\boldsymbol{I}_x} = \boldsymbol{Z}_c \frac{e^{\gamma x} + ke^{-\gamma x}}{e^{\gamma x} - ke^{-\gamma x}};$$

a circuito aperto ($k = 1$)

$$\boldsymbol{Z}_{ca} = \boldsymbol{Z}_c \frac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}};$$

in cortocircuito ($k = -1$)

$$\boldsymbol{Z}_{cc} = \boldsymbol{Z}_c \frac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}};$$

(la nota continua a pag. seg.)

suddette impedenze a vuoto e in cortocircuito misurabili in un punto qualsiasi della linea.

Dai valori di $\boldsymbol{Z}_{ca}$ e $\boldsymbol{Z}_{cc}$ si possono ricavare anche la costante di fase β e la costante di attenuazione α. In particolare si ha (14):

$$[17] \qquad \beta = \backsim \frac{1}{x} \text{ arctg } \sqrt{Z_{cc}/Z_{ca}}$$

che vale per linee di buona qualità (α piccolo).

b) Metodo del diagramma di onde stazionarie.

Supponiamo di rilevare con uno strumento adatto, montato su una slitta scorrevole lungo la linea di figura 12a l'andamento della tensione fra i due fili della linea (fig. 12b) a partire dall'estremità ($x = 0$) ove è inserita l'impedenza di carico $\boldsymbol{Z}$. Esso costituisce il diagramma di onde stazionarie (16). Da tale diagramma si possono dedurre direttamente le seguenti grandezze:

$$\lambda, \quad V_{\max}, \quad V_{\min}, \quad p = V_{\max}/V_{\min}, \quad x_0 .$$

Il rapporto p fra la tensione massima e quella minima si chiama *rapporto* (in tensione) *di onde stazionarie.*

Si ha ovviamente:

$$p = 0 \quad \text{per } \boldsymbol{Z} = \boldsymbol{Z}_c \quad \text{onde progressive}$$

$$p = \infty \quad \text{per } Z = 0 \quad \text{oppure } Z = \infty \quad \text{onde stazionarie}$$

---

dal prodotto: $\boldsymbol{Z}_{ca}\boldsymbol{Z}_{cc} = \boldsymbol{Z}_c^2$ si ricava la [16] mentre dal quozione $\boldsymbol{Z}_{cc}/\boldsymbol{Z}_{ca}$ si ha:

$$\sqrt{\frac{\boldsymbol{Z}_{cc}}{\boldsymbol{Z}_{ca}}} = \frac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}} = \text{tgh}\, \gamma x$$

da cui, mediante le tabelle delle tangenti iperboliche è possibile ricavare l'argomento γx e quindi $\gamma = \alpha + j\beta$. In particolare per $\alpha = 0$ la tangente iperbolica si riduce a quella trigonometrica e quindi si ha:

$$\sqrt{Z_{cc}/Z_{ca}} = \text{tg}\, \beta x \qquad \text{cioè} \qquad \beta = \frac{1}{x} \text{ arctg } \sqrt{Z_{cc}/Z_{ca}} \; .$$

Tale espressione si può ritenere valida con buona approssimazione anche se α non è nullo purchè sia abbastanza piccolo cioè per tutte le linee di buona qualità e quindi con perdite ridotte.

(15) Nel I volume della mia « Radiotecnica », § 134 nota (4) la [16] è dimostrata per un tratto elementare di linea.

(16) Il diagramma considerato è del tipo di quelli rappresentati nelle figure 6b, 7a, 9, 10c, 11;

(la nota continua a pag. seg.)

La tensione massima V_{max}, risultando dalla somma dell'onda incidente e di quella riflessa sarà proporzionale a $1 + k$ mentre la tensione

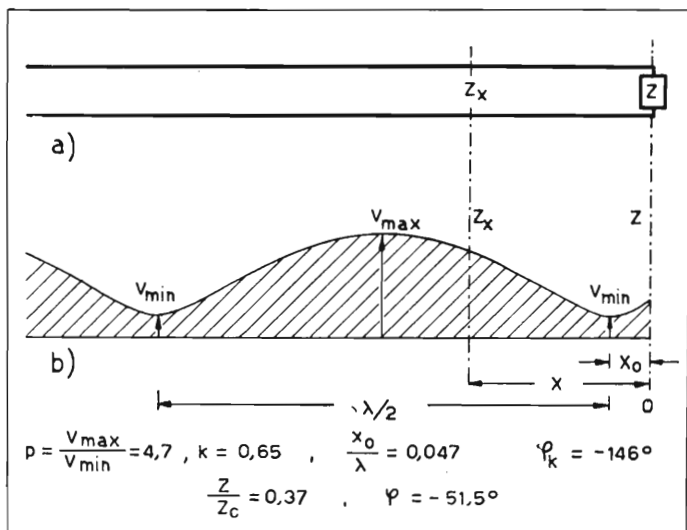



FIG. 12.
Il rilievo del diagramma di onde stazionarie lungo una linea consente di determinare λ, $p = V_{max}/V_{min}$ ed x_0 da cui si possono determinare k e φ_x e da questi Z/Z_c e φ mediante il grafico di fig. 4.

minima, risultando dalla differenza delle due onde suddette, sarà proporzionale a $1 - k$; si avrà quindi:

$$[18] \qquad p = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{1 + k}{1 - k} \qquad \text{da cui} \qquad k = \frac{V_{max} - V_{min}}{V_{max} + V_{min}} = \frac{p - 1}{p + 1} .$$

Dalle figure 11 e 12b si vede che la distanza fra due minimi successivi è pari a $\lambda/2$, quindi una rotazione di un angolo giro 2π della fase φ_k di $\boldsymbol{k}$ corrisponde allo spostamento del punto ove si manifesta il minimo di $\lambda/2$; d'altra parte se la linea è cortocircuitata si ha $\boldsymbol{k} = -1$ ossia

---

differisce però da quello delle figure 7 e 9 perchè la linea è supposta perfetta ($\alpha = 0$) infatti i due minimi di tensione in figura 12b sono uguali; differisce inoltre sia da quello di figura 6b sia da quelli di figura 11 perchè in tali figure l'impedenza di carico è supposta o nulla (figg. 6, 7, 11a) o infinita (fig. 11e) o comunque ohmica (fig. 11b, d); perciò $\varphi = 0$ e all'estremità si ha un minimo od un massimo.

$k = 1$ e $\varphi_k = \pm \pi = \pm 180°$ (v. p. es. fig. 4); perciò si potrà scrivere

[19] $$\frac{\varphi_k \pm \pi}{x_0} = \frac{2\pi}{\lambda/2} \quad \text{ossia} \quad \varphi_k = 4\pi \frac{x_0}{\lambda} \mp \pi \; .$$

Una volta determinato $\boldsymbol{k}$ la [10] o il grafico di figura 4 consentono di calcolare $\boldsymbol{Z}$ in funzione di $\boldsymbol{Z}_c$ o viceversa.

8. - Equivalenza fra una linea ed una reattanza.

Consideriamo una linea priva di perdite chiusa in cortocircuito; per essa valgono quindi i diagrammi riportati in figura 6 o 11a. A parte i punti critici 1, 2, 3, 4, 5, tensione e corrente risultano sempre in quadratura fra loro. Perciò la linea, supposta senza perdite, equivale in ogni suo punto ad una *reattanza pura*. Più precisamente nei tratti compresi fra i punti 1-2, 3-4, ecc., la corrente è in ritardo sulla tensione (fig. 6c) e quindi la reattanza è di natura *induttiva*; invere nei tratti 2-3, 4-5, ecc. la corrente è in anticipo sulla tensione e la reattanza è di natura *capacitiva*.

Le [12″] mostrano che l'ampiezza V_x della tensione lungo la linea (rappresentata in fig. 13a con l'asse x diretto verso destra invece che verso sinistra) si può scrivere ([17]):

$$V_x = jZ_c I \operatorname{sen} \beta x$$

ponendo $jZ_c I = V_M$ si ottiene:

[20] $$V_x = V_M \operatorname{sen} \beta x$$

mentre l'ampiezza I_x della corrente nello stesso punto della linea è data da:

[21] $$I_x = -j \frac{V_M}{Z_c} \cos \beta x \qquad \text{(fig. 13 b)}$$

perciò l'impedenza è data da:

[22] $$Z_x = \frac{V_x}{I_x} = jZ_c \operatorname{tg} \beta x \; .$$

([17]) Per una linea senza perdite ($R = 0$, $G = 0$) la [2] dà per $\boldsymbol{Z}_c$ un valore ohmico; le relazioni di fase fra V ed I sono indicate dalla j perciò sono usati i simboli delle grandezze scalari.

Nei tratti in cui tg βx è positiva, cioè, tenendo conto della [9], per $0 < x < \lambda/4$ (tratto 1-2) oppure $\lambda/2 < x < 3\lambda/4$ (tratto 3-4) ecc. cioè nei « quarti di lunghezza d'onda dispari » (in generale $2n\lambda/4 < x < (2n+1)\lambda/4$ con $n = 0, 1, 2, ...$ intero) si può scrivere:

$$Z_x = j\omega\, L_x \tag{23}$$

mentre invece nei tratti in cui tg βx e quindi anche ctg βx sono negative, cioè nei « quarti di lunghezza d'onda pari » $[(2n-1)\,\lambda/4 < x < 2n\,\lambda/4$ con $n = 1, 2, 3 ....]$ si può scrivere:

$$Z_x = \frac{1}{j\omega C_x}. \tag{24}$$

Introducendo le [9] e [22] e ricordando che: $\omega = 2\pi f = 2\pi u/\lambda$ si ottiene:

$$L_x = \frac{\lambda}{2\pi u}\, Z_c \,\text{tg}\, 2\pi\frac{x}{\lambda}, \tag{25}$$

$$C_x = -\frac{\lambda}{2\pi u}\frac{1}{Z_c}\,\text{ctg}\, 2\pi\frac{x}{\lambda}; \tag{26}$$

FIG. 13.
Valore dell'induttanza L_x ($\equiv \omega L_x$ per $f =$ cost.) o della capacità C_x (segno continuo) e della relativa reattanza capacitiva $1/(\omega C_x)$, segnata a tratti, per una linea senza perdite, in cortocircuito c) o a circuito aperto e), in funzione della lunghezza x della linea.

dove ricordiamo che u è la velocità delle onde nella linea, data, per una linea perfetta, dalla [8], λ è la lunghezza di tali onde nella linea; essa dipende ovviamente dalla frequenza di alimentazione f; Z_c è la impedenza caratteristica ed infine x è la distanza fra il cortocircuito e il punto considerato della linea ove essa presenta l'impedenza Z_x.

Perciò se si considera una linea cortocircuitata, alimentata ad una particolare frequenza ($\lambda =$ cost) e se la lunghezza x della linea è gradual-

mente aumentata, la reattanza offerta dalla linea all'entrata sarà alternativamente induttiva e capacitiva come è illustrato dal diagramma di figura 13c.

Se in luogo di una linea cortocircuitata si considera una linea con l'estremità aperta (fig. 13d) si ottiene un caso duale del precedente; in luogo del diagramma di figura 13b (= fig. 11a) si ottiene un diagramma identico con le V e le I scambiate fra loro (fig. 11e). Alla distanza x dall'estremità aperta, la linea si comporta come una capacità di valore:

$$C_x = \frac{\lambda}{2\pi u} \frac{1}{Z_c} \operatorname{tg} 2\pi \frac{x}{\lambda} \tag{27}$$

purchè x cada in un quarto dispari di lunghezza d'onda $[2n\,\lambda/4 < x < (2n+1)\,\lambda/4]$. Se invece la distanza x cade in un quarto pari di λ $[(2n-1)\,\lambda/4 < x < 2n\lambda/4]$ allora la linea si comporta come una induttanza di valore:

$$L_x = -\frac{\lambda}{2\pi u} Z_c \operatorname{ctg} 2\pi \frac{x}{\lambda} \tag{28}$$

come è illustrato in figura 13e.

Le [26] e [28] forniscono rispettivamente per C_x e per L_x valori positivi perchè nei quarti d'onda pari la cotangente è negativa.

Il fatto che l'impedenza d'ingresso di una linea abbia carattere alternativamente induttivo o capacitivo in dipendenza della sua lunghezza e della condizione in cui si trova l'estremità (cortocircuito o circuito aperto) significa solamente che I e V sono in quadratura, alternativamente in ritardo e in anticipo (fig. 6c).

Sotto altri aspetti invece le proprietà di una linea differiscono da quelle di un normale condensatore o di una normale bobina. Così per esempio, mentre un normale condensatore presenta resistenza infinita alla corrente continua, una linea in cortocircuito presenta resistenza ohmica trascurabile; viceversa mentre una bobina normale presenta alla corrente continua una resistenza piccola, una linea aperta all'estremità, anche quando equivale ad una induttanza, presenta resistenza infinita alla corrente continua.

Un'altra differenza risiede nel fatto che mentre condensatori e bobine normali presentano, al variare della frequenza, valori costanti (trascurando effetti secondari) della loro capacità e della loro induttanza, invece per una linea, supposta inalterata la sua lunghezza x, il valore dell'induttanza equivalente o quello della capacità equivalente variano col variare

della frequenza di alimentazione f, come risulta dalle [25], [26], [27], [28] ponendo $x = \text{cost}$ e $\lambda = u/f$.

La impedenza di una linea ideale (senza perdite) è, come s'è detto, una reattanza pura e il suo valore si ripete identico ad ogni semilunghezza d'onda. Se si considera invece una linea reale, cioè con perdite, la impedenza offerta dalla linea comprende, oltre ad una parte reattiva, anche una parte ohmica, cioè può essere espressa da:

$$Z_x = R_x + j\omega L_x \ , \tag{29}$$

oppure da:

$$Z_x = R_x + \frac{1}{j\omega C_x} \ , \tag{30}$$

secondochè essa è di natura induttiva o capacitiva (ciò che dipende al solito dal rapporto x/λ).

Per una linea con piccole perdite si può approssimativamente ritenere che i valori di L_x e di C_x coincidano con quelli di una linea perfetta dati rispettivamente dalle [25] e [26] se la linea è in cortocircuito e dalle [27] e [28] se la linea è aperta. Invece il valore di R_x da usare nelle [29] e [30], cresce, come si può facilmente intuire anche osservando la figura 7, col crescere del numero n di «quarti di λ» che la linea comprende. Ne consegue che, in pratica, per ottenere una impedenza con un elevato fattore di qualità Q_x dato da:

$$Q_x = \omega L_x / R_x \ , \tag{31}$$

ovvero con un piccolo angolo di perdita δ_x dato da (Vol. I, § 96, p. 160):

$$\operatorname{tg} \delta_x = \omega C_x R_x \ , \tag{32}$$

occorre ridurre al minimo il numero n, cioè usare linee con lunghezza compresa fra 0 e $\lambda/2$ che consentono, sia con estremità cortocircuitata, sia con estremità aperta, di ottenere tutti i possibili valori di L_x e di C_x.

9. - Equivalenza fra una linea ed un circuito risonante.

L'impedenza $Z_x = V_x/I_x$ in corrispondenza di un *nodo di corrente* a cui fa riscontro un ventre di tensione (punti 2, 4 nella linea cortocircuitata

e punti 3, 5 nella linea aperta) assume evidentemente un valore massimo. Se il nodo corrisponde a corrente nulla, come avviene solamente per una linea ideale senza perdite, si ha $Z_x = \infty$; in realtà poichè, come risulta anche dalla figura 7, i nodi corrispondono ad un minimo di corrente di ampiezza sempre più grande via via che ci si allontana dall'estremità della linea, l'impedenza Z_x assume un massimo di valore decrescente nei punti 2, 4, ecc. per la linea in cortocircuito, oppure nei punti 3, 5, ecc. per la linea aperta. Ciò equivale a dire che in corrispondenza dei nodi di corrente (ventri di tensione) la linea presenta un *comportamento analogo a quello di un circuito oscillatorio «antirisonante»* cioè risonante ad elementi in parallelo.

Viceversa in corrispondenza dei *nodi di tensione* (ventri di corrente) la linea offre un minimo di impedenza (pari a 0 per una linea senza perdite) e perciò presenta un *comportamento analogo a quello di un circuito oscillatorio risonante ad elementi in serie.*

La *condizione di risonanza*, che consiste nel far coincidere il punto ove la linea viene alimentata con un nodo di corrente per la risonanza di tensione e con un nodo di tensione per la risonanza di corrente, si può ottenere sia *regolando la lunghezza* della linea sia *regolando la frequenza* di alimentazione; ciò in analogia a quanto si manifesta per un circuito oscillatorio normale a costanti concentrate ove la condizione di risonanza può essere ottenuta in due modi: regolando il prodotto LC o regolando la frequenza di alimentazione.

Nel caso di una linea di lunghezza x la condizione di risonanza si ha per:

RISONANZA DI TENSIONE	RISONANZA DI CORRENTE
linea in cortocircuito	
	1) $x = 0$
2) $x = \frac{\lambda}{4} = \frac{u}{4f_1}$; $f_1 = \frac{1}{4}\frac{u}{x}$	3) $x = \frac{\lambda}{2} = \frac{u}{2f_2}$; $f_2 = \frac{1}{2}\frac{u}{x}$
4) $x = \frac{3\lambda}{4} = \frac{3}{4}\frac{u}{f_3}$; $f_3 = \frac{3}{4}\frac{u}{x}$	5) $x = \lambda = \frac{u}{f_4}$; $f_4 = \frac{4}{4}\frac{u}{x}$
. . . .	. . . .
. . . .	. . . .

RISONANZA DI TENSIONE	RISONANZA DI CORRENTE
linea a circuito aperto	
1) $x = 0$	2) $x = \frac{\lambda}{4} = \frac{u}{4f_1}$; $f_1 = \frac{1}{4}\frac{u}{\lambda}$
3) $x = \frac{1}{2}\lambda = \frac{1}{2}\frac{u}{f_2}$; $f_2 = \frac{1}{2}\frac{u}{x}$	4) $x = \frac{3}{4}\lambda = \frac{3}{4}\frac{u}{f_3}$; $f_3 = \frac{3}{4}\frac{u}{\lambda}$
. . . .	. . . .

Sia la linea in cortocircuito, sia quella a circuito aperto....

... per frequenze inferiori a quella della risonanza di tensione si comportano induttivamente, mentre per frequenze superiori si comportano capacitivamente.	... per frequenze inferiori a quella della risonanza di corrente si comportano capacitivamente, mentre per frequenze superiori si comportano induttivamente.

Ciò è illustrato dalla figura 14 che riporta con linea a tratti i diagrammi relativi ad una linea ideale senza perdite e con linea continua quelli di una linea reale con perdite.

Si potrà notare l'analogia dei diagrammi a) e c) di figura 14 con la curva di risonanza di un circuito oscillatorio normale e di quelli di figura 14b e 14d con i diagrammi dell'angolo di sfasamento fra tensione e corrente di un normale circuito oscillatorio (Vol. I, fig. 145).

La divergenza maggiore fra tali curve risiede nel fatto che, per una linea, la risonanza si ripete per frequenze multiple della più bassa frequenza di risonanza f_1 che chiameremo *frequenza di risonanza fondamentale*; questa è data da:

[33] $$f_1 = \frac{1}{4}\frac{u}{x}$$

mentre le altre frequenze di risonanza sono:

[33′] $$f_2 = 2f_1\,; \quad f_3 = 3f_1\,; \quad \ldots\,; \quad f_n = nf_1\,.$$

A tali *frequenze armoniche* corrispondono alternativamente risonanze di tensione e di corrente. La prima risonanza, che si ha sulla frequenza f_1, è di tensione se la linea è in cortocircuito e di corrente se la linea è aperta.

Si osservi anche che, per una linea reale, l'acutezza della risonanza e quindi il fattore di merito del circuito sono massimi per la frequenza f_1 e descrescono al crescere di f cioè per f_2, f_3,.... come appare anche dalla

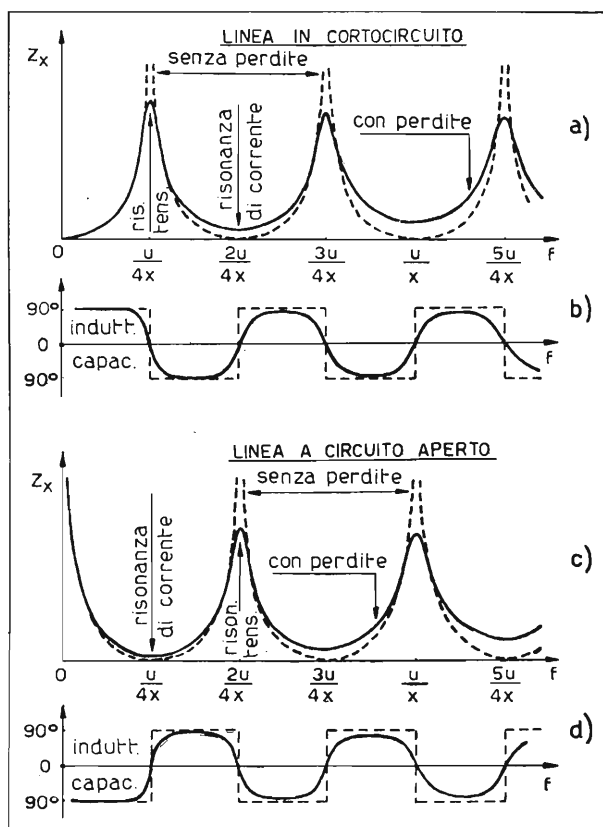



FIG. 14.
Andamento del modulo a) e c) e della fase b) e d) della impedenza d'ingresso di una linea cortocircuitata a) e b) o a circuito aperto c) e d) in funzione della frequenza di alimentazione f. I diagrammi a tratti corrispondono ad una linea ideale senza perdite; quelli con segno continuo ad una linea reale.

figura 14 ove i picchi della curva di Z_x sono più arrotondati e più bassi a mano a mano che ci si allontana dall'origine (cioè dall'estremità in c. c. o aperta) della linea. Ne consegue che, per una data frequenza conviene usare la linea più corta, oppure per una data lunghezza della linea conviene usare la frequenza fondamentale f_1 che è la più piccola fra quante consentono di ottenere la risonanza.

10. - Linea con capacità d'ingresso.

I due reofori ove è connessa la linea presentano generalmente una capacità C_0 indipendente da quella distribuita della linea. In tali condizioni il circuito risonante si può ritenere costituito da C_0 in parallelo con l'impedenza della linea che, in risonanza, deve avere carattere induttivo; il circuito reale può essere rappresentato come in figura 15a per la linea in cortocircuito o come in figura 15b per la linea aperta mentre la figura 15c rappresenta il circuito equivalente per ambedue i casi. Affinchè la linea presenti impedenza di natura induttiva è necessario, come risulta anche dalle figure 13 e 14, che abbia una lunghezza inferiore ad un quarto di lunghezza d'onda (o ad un numero dispari di $\lambda/4$) se la linea è in cortocircuito e una lunghezza inferiore a mezza lunghezza d'onda (o ad un numero pari di $\lambda/4$) se la linea è aperta.

Si può dimostrare che l'impedenza dinamica del sistema risonante a linea è tanto più elevata quanto più piccola è C_0 cioè quanto più la lunghezza della linea risulta prossima ad un quarto di lunghezza d'onda (cortocircuito) o a mezza lunghezza d'onda (circuito aperto). Ciò anche in analogia a quanto succede per un normale circuito oscillatorio in cui la resistenza dinamica $R_p = L/(C R_s)$ cresce col crescere del rapporto L/C (Vol. I, § 115, p. 195).

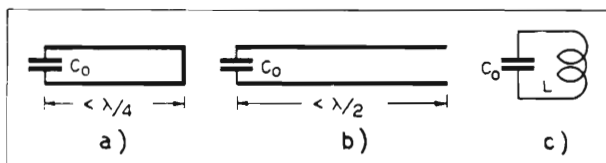



FIG. 15.
Circuito risonante con capacità fissa C_0 e induttanza costituita da un tratto di linea in cortocircuito di lunghezza minore di $\lambda/4$ (a) o a circuito aperto e di lunghezza minore di $\lambda/2$ ma maggiore di $\lambda/4$ (b); in c) il circuito equivalente.

In generale la linea in cortocircuito è da preferirsi a quella a circuito aperto per diverse ragioni e cioè:

1) perchè risulta di lunghezza minore ($x < \lambda/4$ invece di $x < \lambda/2$) e quindi si hanno perdite ohmiche minori;

2) perchè è di più facile attuazione e di più semplice regolazione mediante un ponticello di cortocircuito nelle linee bifilari o mediante un pistone di cortocircuito nelle linee coassiali;

invece la regolazione contemporanea della lunghezza dei due conduttori di una linea aperta si può fare con sistemi tubolari a cannocchiale che

risultano più complessi e comportano la variazione del diametro dei conduttori;

3) perchè, specie per il cavo coassiale, le perdite per irradiazione risultano minori e praticamente trascurabili se la linea è in cortocircuito invece che aperta.

D'altra parte in pratica C_0 può essere costituita prevalentemente dalle capacità interelettrodiche dei tubi. Ora è noto che queste capacità hanno frequentemente un valore variabile in funzione delle condizioni di lavoro dei tubi che a loro volta possono variare in funzione del tempo. Ne consegue una instabilità della frequenza di risonanza del sistema.

Per ridurre tali variazioni può rendersi necessaria la derivazione sulle capacità interelettrodiche di una capacità costante cosicchè le predette variazioni risultino percentualmente piccole.

Poichè ad un valore elevato di C_0 corrisponde, a parità di f, un piccolo valore di L_x, ne consegue che la lunghezza x diviene tanto più piccola quanto più grande è C_0. Se si usa una linea in cortocircuito la sua lunghezza risulta notevolmente inferiore a $\lambda/4$. Ciò può portare a difficoltà costruttive di attuazione o di regolazione. Queste potrebbero essere evitate usando una linea di lunghezza compresa fra $\lambda/2$ e $3\lambda/4$ che, a parte le maggiori perdite, presenta le stesse caratteristiche. Ciò però non è sempre possibile. Per esempio un oscillatore generalmente oscilla sulla più bassa frequenza possibile (f_1) e solo difficilmente sulle sue armoniche (f_3 per $x = 3\lambda/4$).

In tal caso può essere vantaggioso usare una linea aperta che, per presentare reattanza induttiva, deve in ogni caso avere una lunghezza maggiore di $\lambda/4$.

Nella figura 16 sono rappresentati in a) lo schema di principio di un circuito amplificatore con carico anodico risonante costituito da una linea in cortocircuito ed in b) lo schema di un oscillatore con circuito risonante

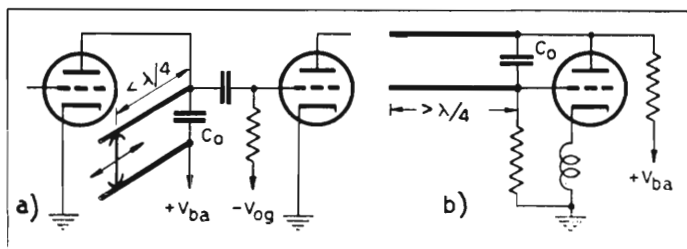



FIG. 16.

Impiego dei risuonatori a linee nei circuiti; a) amplificatore con carico anodico risonante a linea in cortocircuito, di lunghezza variabile (sintonia) ottenuta spostando il ponticello di cortocircuito; b) oscillatore con circuito risonante a linea aperta. La capacità C_0 può essere essenzialmente costituita dalle capacità interelettrodiche dei tubi.

fra griglia e placca costituito da una linea a circuito aperto. In ambedue i circuiti è indicata la capacità C_0 che comprende anche le capacità interelettrodiche; più precisamente la capacità di uscita del primo tubo e la capacità di entrata del secondo, nel circuito di figura 16a, e la capacità C_{ga} nel circuito di figura 16b. Si osservi che la linea in cortocircuito è utile per condurre la corrente continua in figura 16a e che la linea aperta è utile per evitare l'impiego di un condensatore di blocco, altrimenti necessario per isolare la griglia dalla placca, in figura 16b.

11. - Linea connessa in un punto intermedio.

Se in luogo di connettere la linea all'inizio (morsetti A B di fig. 17) si connette in un punto intermedio, alla distanza x_1 dall'estremità, supposta in cortocircuito (morsetti A' B'), il primo tratto di linea in cortocircuito di lunghezza x_1 si comporta come una reattanza induttiva, il secondo tratto di lunghezza x_2 aperto all'estremità si comporta come una reattanza capacitiva. La risonanza si ottiene uguagliando queste due reattanze cioè per:

$$Z_c \operatorname{tg}(2\pi x_1/\lambda) = Z_c \operatorname{ctg}(2\pi x_2/\lambda)$$

ossia per:

$$x = x_1 + x_2 = \lambda/4, \quad 3\lambda/4, \quad \dots \; (2n+1)\,\lambda/4\,; \tag{34}$$

quindi la *condizione di risonanza* si verifica allorchè la frequenza di alimentazione è tale per cui la *lunghezza totale* della linea risulta uguale ad un *numero dispari di quarti di lunghezza d'onda.* Nella figura 17 è considerato il caso in cui $x = x_1 + x_2 = \lambda/4$ $(n = 0)$.

FIG. 17.
Circuito risonante costituito da una linea in cortocircuito in quarto d'onda. La connessione può essere fatta nei punti *A'B'*; variando la distanza x_1 si può regolare l'impedenza dinamica offerta dal circuito.

Si può osservare che la connessione nei punti intermedi A' B' determina una riduzione della *resistenza dinamica* di risonanza R_{Px1} data dal rapporto V_{x1}/I_{x1}; basti notare che, al diminuire di x, V_{x1} diminuisce e I_{x1} cresce e che, ammettendo che tali variazioni abbiano andamento rispettivamente sinusoidale e cosinusoidale (fig. 17) come avviene per una linea ideale, risulta:

$$R_{Px1} = V_{x1}/I_{x1} = Z_c \operatorname{tg}(2\pi x_1/\lambda)\,. \tag{35}$$

Lo spostamento della connessione può quindi servire per regolare a piacimento l'impedenza dinamica del sistema risonante.

B) Dimensionamento delle linee.

12. - Tipi più comuni di linea uniforme.

Come s'è già detto, i tipi più comuni di *linea uniforme* sono:

1) la linea a conduttori concentrici o *cavo coassiale* (fig. 18a);
2) la *linea bifilare* a conduttori paralleli (fig. 18b).

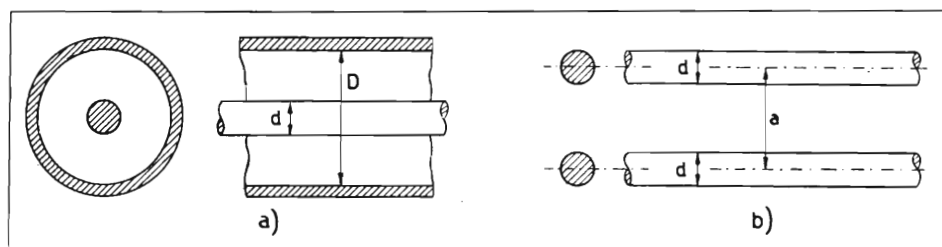



FIG. 18.
Tipi più comuni di linea uniforme: a) cavo coassiale; b) linea bifilare a conduttori paralleli.

Per frequenze molto elevate, a causa dell'effetto di pelle, la corrente rimane confinata in un sottile strato superficiale dei conduttori di spessore δ (*penetrazione*) dato, per il conduttore di rame, da:

[36] $$\delta = 67 / \sqrt{f} \qquad (\delta \text{ in mm}, \ f \text{ in Hz}).$$

Perciò in un cavo coassiale la corrente scorre solo in un sottile strato lungo la superficie esterna del conduttore interno e lungo la superficie interna del conduttore esterno. Questo scherma quindi il campo elettromagnetico che si manifesta fra i due conduttori impedendo l'irradiazione di energia, salvo che all'estremità, se è aperta. Perciò le perdite in questo tipo di linea sono piccole ed inoltre non si hanno dannosi accoppiamenti od effetti di interferenza con campi elettromagnetici esterni alla linea.

Invece in una linea a fili paralleli l'irradiazione determina un notevole aumento delle perdite della linea.

Talvolta, per evitare l'irradiazione, l'intera linea può essere contenuta entro uno schermo tubolare. Si ottiene così l'eliminazione dell'irradiazione ma nello schermo si manifestano correnti indotte che dissipano energia, per cui le perdite complessive della linea schermata possono essere maggiori o minori di quelle della linea senza schermo a seconda delle dimensioni e della natura di quest'ultimo.

13. - Capacità, induttanza, impedenza caratteristica.

La capacità e l'induttanza per unità di lunghezza di una linea uniforme non dipendono dai valori assoluti dei diametri d e D dei conduttori e dalla loro distanza a (fig. 18) bensì dal rapporto D/d per il cavo coassiale e dal rapporto a/d per la linea bifilare. Perciò anche l'impedenza caratteristica dipende unicamente da tali rapporti. Ciò è vero a condizione che le perdite nella linea siano limitate.

Invece la resistenza offerta dai conduttori e quindi l'attenuazione, decrescono linearmente al crescere delle dimensioni trasversali della linea, a parità di altre condizioni. Ne consegue che, per ottenere piccole attenuazioni, conviene aumentare le dimensioni della linea. Questo aumento però può essere effettuato solo nei limiti in cui D per la linea coassiale od a per quella a fili paralleli è molto minore di $\lambda/4$. Inoltre l'aumento del diametro D o della distanza tra i fili a e il contemporaneo aumento del diametro dei fili d, determina un rapido aumento del costo della linea per ogni unità di lunghezza.

a) Cavo coassiale.

La capacità C e l'induttanza L per unità di lunghezza risultano:

$$C = \varepsilon_r \frac{24,13}{\lg_{10}(D/d)} \qquad \text{(pF/m)}; \tag{37}$$

$$L = 0,4606\, \mu_r \lg_{10}(D/d) \qquad (\mu\text{H/m}); \tag{38}$$

dove ε_r e μ_r sono rispettivamente le costanti dielettrica e magnetica relative del mezzo ove è collocata la linea: per il vuoto o l'aria secca si ha:

$$\varepsilon_r = 1, \qquad \mu_r = 1 \quad .$$

Supponendo che le perdite siano piccole, in luogo della [2], per il calcolo della impedenza caratteristica Z_c si può applicare la seconda delle [4] che, specialmente per frequenze elevate e perdite ridotte ($R << \omega L$; $G << \omega C$) è valida con ottima approssimazione anche se non è verificata la [3]. La seconda delle [4] fornisce:

[39] $$Z_c = 138\sqrt{\mu_r/\varepsilon_r}\,\lg_{10}(D/d) \qquad (\Omega).$$

b) LINEA BIFILARE.

Le corrispondenti formule per la linea bifilare sono:

[40] $$C = 12{,}06\ \varepsilon_r / \lg_{10} y \qquad (\mathrm{pF/m});$$

[41] $$L = 0{,}9212\ \mu_r \lg_{10} y \qquad (\mu\mathrm{H/m});$$

[42] $$Z_c = 276\sqrt{\mu_r/\varepsilon_r}\ \lg_{10} y \qquad (\Omega);$$

dove, per brevità, si è posto:

[43] $$y = \frac{a}{d} + \sqrt{\frac{a^2}{d^2} - 1}\ .$$

Il grafico di figura 19 riporta gli andamenti di C, L e Z_c per $\varepsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$ (vuoto, aria o altro gas secco) in funzione del rapporto D/d per il cavo coassiale e di a/d per la linea bifilare.

Le formule sopra scritte sono valide a condizione di poter trascurare gli effetti di estremità; per esempio in un cavo coassiale, nelle immediate vicinanze dell'estremità a circuito aperto, il campo elettrico e magnetico hanno un andamento diverso e producono una modificazione di L e C (induttanza e capacità *per unità di lunghezza*). Poichè in molti casi le linee usate in pratica sono molto corte tali effetti possono avere notevole importanza e la impedenza caratteristica non può essere ritenuta rigorosamente costante lungo l'intera lunghezza della linea.

Per la misura di Z_c si può osservare che dalle [4] e [8] si ha:

[44] $$Z_c = \frac{1}{u_0 C} = u_0 L\ .$$

Tali espressioni mostrano che per una linea in aria o altro gas secco con perdite piccole, per la quale si possa ritenere $u = u_0 = \infty\ 3 \cdot 10^8$ m/s,

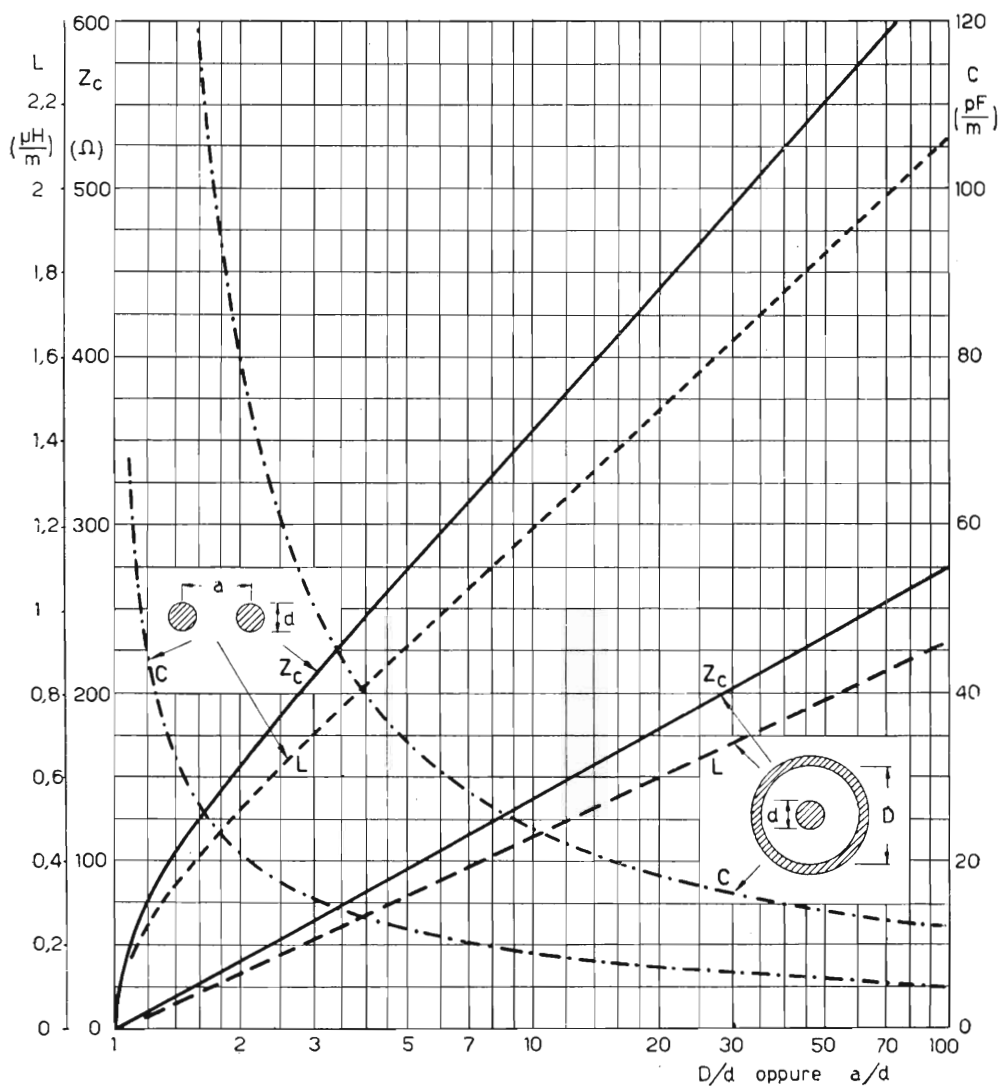



FIG. 19.
Andamento della impendenza caratteristica Z_c (linea continua) della induttanza per metro L (linea a tratti) e della capacità per metro C (linea a punto e tratto) in funzione del rapporto D/d per il cavo coassiale e del rapporto a/d per la linea bifilare.

basta misurare uno solo dei due parametri L e C. Di solito la misura più facile è quella di C che può essere fatta anche a frequenza molto più bassa di quella di funzionamento dato che C praticamente non varia con la frequenza.

14. - Costante di attenuazione - coefficiente di merito - resistenza dinamica, di una linea.

Nella nota 5 del paragrafo 2 è riportata l'espressione di α; essa può essere semplificata nelle relazioni [7] o [7'] che qui riportiamo; la prima, valida per valori di R e G piccoli e dello stesso ordine di grandezza, è:

[7] $$\alpha = \sim \sqrt{\frac{RG}{2}} = \frac{R}{\sqrt{2}\, Z_c} ;$$

la seconda, valida per ω molto grande ($\omega \rightarrow \infty$), è:

[7'] $$\alpha = \sim \frac{R+G}{2Z_c} \quad \text{che per } G << R \text{ da: } \quad \alpha = \sim \frac{R}{2Z_c} .$$

Poichè nelle linee di buona qualità per frequenze molto elevate le perdite sono principalmente dovute alla resistenza ohmica dei conduttori, si possono ritenere soddisfatte entrambe le condizioni $\omega \rightarrow \infty$ e $G << R$ per cui si può accettare per α la seconda delle espressioni [7'].

Si può anche considerare un *coefficiente di merito o di qualità* Q della linea dato da (v. Vol. I, [22] di § 96):

[45] $$Q = \omega L / R .$$

Esso non è da confondere col coefficiente di qualità Q_x di un tratto di linea funzionante da reattanza induttiva, dato dalla [31]; ivi L_x ed R_x sono riferite a quel particolare tratto di linea di lunghezza x, funzionante in determinate condizioni di eccitazione, mentre nella [45] L ed R sono parametri, riferiti all'unità di lunghezza, della linea (v. § 1).

Infine si può considerare la *resistenza dinamica o in parallelo* R_P che un tratto di linea in cortocircuito, di lunghezza x, offre, fra i morsetti di entrata, quando è *in risonanza* (la risonanza si può ottenere per qualunque valore di x regolando la frequenza di alimentazione). Supponendo che sia $\alpha x << 1$ tale resistenza dinamica è data approssimativamente da ([18]):

[46] $$R_P = \frac{V_{\max}}{I_{\min}} = \sim \frac{Z_c}{\alpha x} ;$$

([18]) Si ha infatti (vedi figg. 7 e 9 e nota [14]):

$$R_P = \frac{V_{\max}}{I_{\min}} = Z_c \frac{e^{\alpha x} + e^{-\alpha x}}{e^{\alpha x} - e^{-\alpha x}} = Z_c \frac{1 + e^{-2\alpha x}}{1 - e^{-2\alpha x}} .$$

(continua a pag. seg.)

introducendo la seconda delle [7'] e la [4] si ha anche:

[46'] $$R_P = \backsim 2\frac{Z_c^2}{Rx} = \backsim \frac{2}{x}\,\frac{L}{RC}\,.$$

Il coefficiente 2 può ridursi a 1,41 applicando la [7] invece che la [7']; il coefficiente è pure minore di 2 quando nella [7'] G non sia trascurabile.

Non si confonda la R_{Px1} data dalla [35] con la R_P data dalla [46] o [46']; nel paragrafo 11 si considera una linea senza perdite e quindi per $x_1 = \lambda/4$ risulta $R_P = \infty$ come nel caso presente se si pone $\alpha = 0$. La riduzione di R_P dipende, nel caso di paragrafo 11, dallo spostamento dei morsetti di connessione. Qui invece si tiene conto delle perdite della linea.

Applichiamo le espressioni trovate al cavo coassiale e alla linea bifilare.

a) CAVO COASSIALE.

Se la frequenza è così elevata che la corrente rimane confinata su un sottile strato superficiale di spessore δ (= penetrazione) la resistenza per metro di un cavo coassiale è ovviamente data da:

[47] $$R = \frac{\varrho}{\pi\delta}\left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D}\right)\,.$$

Per conduttori di rame ($\varrho = 0{,}0175\ \Omega\,\mathrm{mm}^2/\mathrm{m}$ a $20°$ C; $\delta = 67/\sqrt{f}$ con δ espresso in mm ed f in Hz) si ottiene:

[47'] $$R = 0{,}836 \cdot 10^{-4}\,\frac{\sqrt{f}}{d}\left(1 + \frac{1}{D/d}\right) \qquad (\Omega/\mathrm{m},\ \mathrm{Hz},\ \mathrm{mm}).$$

Introducendo la [39] e la [47'] nella seconda delle [7'] si ottiene che la costante di attenuazione per metro di un cavo coassiale in rame ove le perdite dielettriche e di dispersione si possano trascurare di fronte a quelle ohmiche è data da:

[48] $$\alpha = 0{,}303 \cdot 10^{-6}\sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_r}}\;\frac{\sqrt{f}}{d}\;\frac{1 + \dfrac{1}{D/d}}{\lg_{10}(D/d)} \qquad (\mathrm{Hz},\ \mathrm{mm}).$$

Lo sviluppo in serie di e^{-y} fornisce $e^{-y} = 1 - y + y^2/2 - y^3/6 \ldots$; se $y << 1$ si può scrivere $e^{-y} = 1 - y$ che introdotta nella espressione di R_P fornisce:

$$R_P = Z_c\frac{1 + 1 - 2\alpha x}{1 - 1 + 2\alpha x} = Z_c\left(\frac{1}{\alpha x} - 1\right) = \backsim \frac{Z_c}{\alpha x}\,.$$

Il grafico di figura 20, relativo al cavo coassiale di rame e dielettrico aria ($\varepsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$), fornisce i valori di R in Ω/m (sopra) e di α (sotto) in funzione di f/d^2 (f in MHz, d in mm) per diversi valori del rapporto D/d.

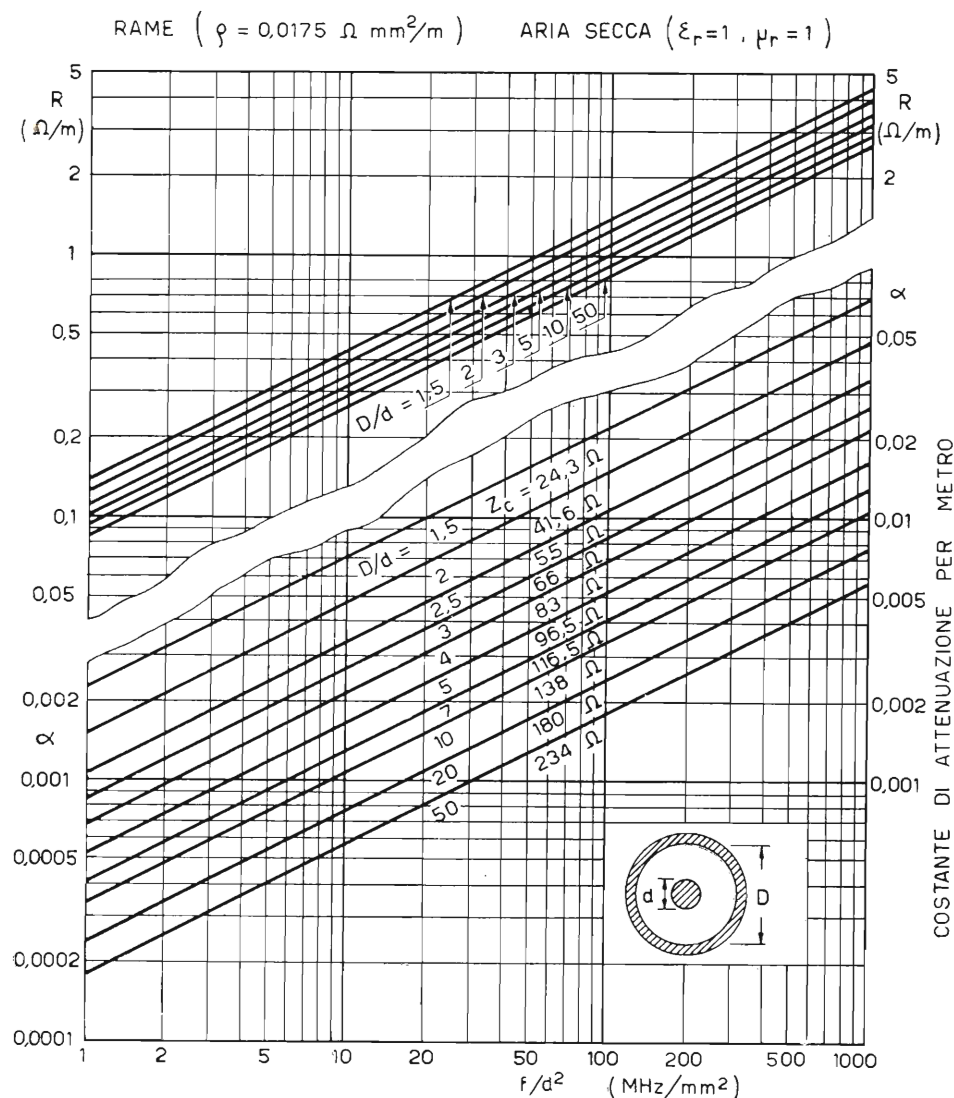



FIG. 20.

Valori della resistenza per metro R (sopra) e della costante di attenuazione per metro α (sotto) in funzione di f/d^2 (in MHz/mm²) per diversi valori del rapporto D/d di un cavo coassiale di rame nel quale le perdite dielettriche, di dispersione e di irradiazione siano trascurabili di fronte a quelle ohmiche.

Introducendo la [38] e la [47'] nella [45] si ottiene che il coefficiente di merito per un cavo coassiale di rame (trascurando al solito le perdite dielettriche e per dispersione) è dato da:

[49] $$Q = 34{,}7\ \mu_r\, D\sqrt{f}\,\frac{\lg_{10}(D/d)}{(1+D/d)} \qquad (D \text{ in mm},\ f \text{ in MHz}).$$

Infine introducendo le [39] e [47'] nella [46'] si ottiene che la resistenza dinamica per metro di un tratto di cavo coassiale di rame di lunghezza x è dato, alle solite condizioni, dalla espressione:

[50] $$R_P = 458\,\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}\,\frac{D}{x}\,\frac{\lg_{10}{}^2(D/d)}{1+D/d}\cdot\frac{1}{\sqrt{f}} \qquad (R_P \text{ in M}\Omega\times\text{m},\ f \text{ in MHz}).$$

Tale resistenza è espressa in megaohm $\times$ metri (R è in Ω/m e compare a denominatore della [46']) cioè per trovare la resistenza dinamica di un tratto di linea di lunghezza x occorre dividere il risultato dato dalla [50] per x espresso in metri.

b) Linea bifilare.

La resistenza per metro è ovviamente data da:

[51] $$R = 2\,\frac{\varrho}{\pi d\delta}\ ;$$

se però il rapporto a/d è piccolo occorre tener conto dell'effetto di vicinanza che determina una concentrazione della corrente nelle zone periferiche affacciate dei conduttori; tenendo conto di ciò si ha:

[51'] $$R = \frac{2\varrho}{\pi d\delta}\,\frac{1}{\sqrt{1-(d/a)^2}}\ ;$$

per conduttori di rame si ottiene:

[51''] $$R = \frac{1{,}67\cdot 10^{-4}\sqrt{f}}{d\sqrt{1-(d/a)^2}} \qquad (\Omega/\text{m, Hz, mm}).$$

Trascurando anche qui le perdite dielettriche e per dispersione ed inoltre trascurando le perdite per irraggiamento ($a \ll \lambda/4$) dalle [42], [7'] [51''] si ha:

[52] $$\alpha = \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_r}}\;\frac{0{,}303\cdot 10^{-6}\cdot\sqrt{f}}{d\sqrt{1-(d/a)^2}\,\lg_{10} y} \qquad (\text{Hz, mm})$$

dove y dipende da a/d secondo la [43] che riportiamo:

$$y = \frac{a}{d} + \sqrt{\frac{a^2}{d^2} - 1}\ . \qquad [43]$$

Il grafico della figura 21, relativo alla linea bifilare di rame in aria $\varepsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$), fornisce il valore di R, in Ω/m (sopra) e di α (sotto) in funzione di f/d^2 (f in MHz, d in mm) per diversi valori del rapporto a/d.

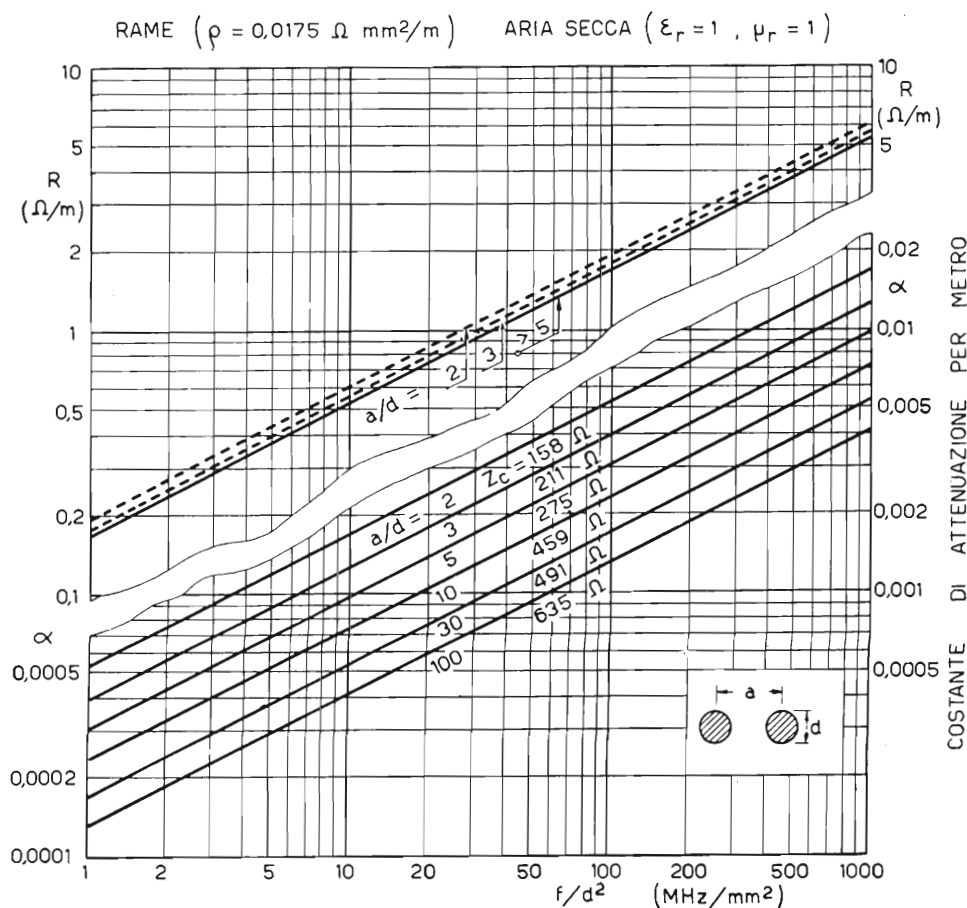



Fig. 21.

Valori della resistenza per metro di ambedue i conduttori (sopra) e della costante di attenuazione per metro α (sotto) in funzione di f/d^2 (in MHz/mm²) per diversi valori del rapporto a/d di una linea bifilare di rame nella quale le perdite dielettriche, di dispersione e di irradiazione siano trascurabili di fronte a quelle ohmiche. Trascurando l'effetto di vicinanza R è indipendente da a (linea continua nel diagramma superiore) tenendo conto dell'effetto di vicinanza si ha un aumento di resistenza apprezzabile solo per $a/d < 5$ (linee a tratti).

Tenendo conto delle [41] e [51″] la [45] fornisce:

$$[53] \qquad Q = 34{,}7\ \mu_r a \sqrt{f} \cdot \frac{d}{a} \sqrt{1 - (d/a)^2}\ \lg_{10} y \qquad (a \text{ in mm, } f \text{ in MHz}).$$

Infine, tenendo conto delle [42] e [51″] dalla [46′] si ha:

$$[54] \qquad R_P = 916 \frac{\mu_r}{\varepsilon_r} \frac{1}{\sqrt{f}} \cdot \frac{a}{x} \cdot \frac{d}{a} \sqrt{1 - (d/a^2)}\ \lg_{10}{}^2 y \qquad (R_P \text{ in M}\Omega\times\text{m, } f \text{ in MHz})$$

dove al solito y dipende da a/d secondo la [43].

15. - Condizioni di massimo.

Si è già detto che l'aumento di D nel cavo coassiale e di a nella linea bifilare è limitato, oltre che da ragioni economiche, dalla condizione che essi debbono essere molto minori di $\lambda/4$ Fissato allora, in base a tali considerazioni, D (oppure a) si tratta di scegliere nella maniera più conveniente il diametro d del conduttore interno (cavo coassiale) o dei due conduttori.

Aumentando d diminuisce la resistenza per unità di lunghezza R della linea ma diminuisce anche l'impedenza caratteristica Z_c per cui si avranno condizioni di ottimo per particolari valori di d. Tali condizioni sono diverse per Q e per R_P come è illustrato dalle figure 22 e 23 che si riferiscono rispettivamente al cavo coassiale e alla linea bifilare.

Nel grafico di figura 22 sono portati gli andamenti di $Q/(D\sqrt{f})$ ottenuto dalla [49] e di $R_P\sqrt{f}\,.\,x/D$ ottenuto dalla [50] per il cavo coassiale in aria ($\varepsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$); mentre nel grafico di figura 23 sono portati gli andamenti di $Q/(a\sqrt{f})$ ottenuto dalla [53] e di $R_P\sqrt{f}\,x/a$ ottenuto dalla [54] per la linea bifilare, sempre nell'ipotesi $\varepsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$. Si ricordi che in tali grafici f deve essere espresso in MHz e D od a e quindi anche x in mm e che R_P risulta espressa in megaohm $\times$ metri.

Il massimo di Q si ottiene rispettivamente per:

$D/d = 3{,}6$ (cavo coassiale) $\qquad a/d = 2{,}3$ (linea bifilare).

Il massimo di R_P si ottiene rispettivamente per:

$D/d = 9{,}2$ (cavo coassiale) $\qquad a/d = 4{,}3$ (linea bifilare).

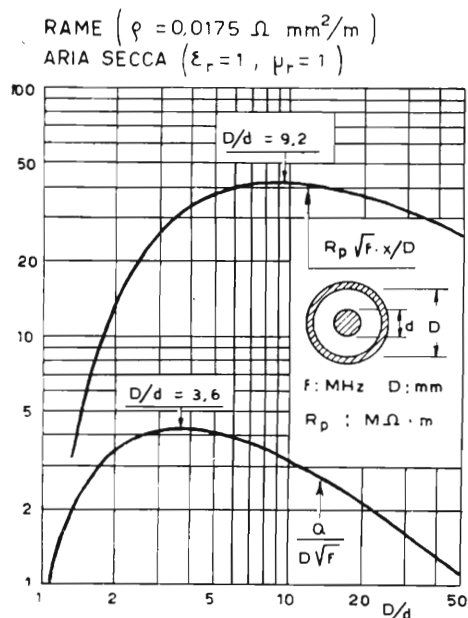



FIG. 22.
Andamento di $Q/(D\sqrt{f})$ e di $R_P\sqrt{f}\ x/D$ in funzione di D/d (f in MHz, D in mm) per il cavo coassiale di rame in aria.

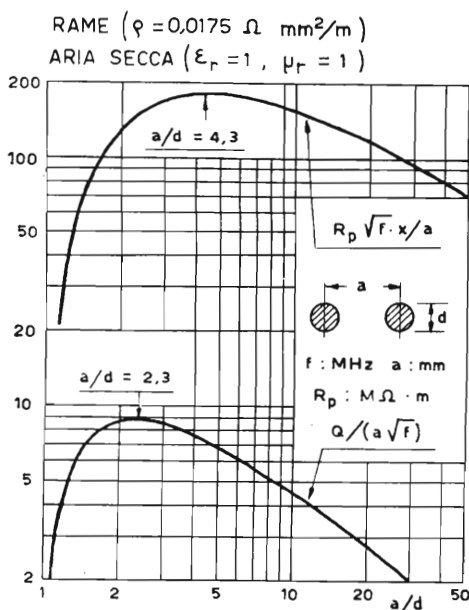



FIG. 23.
Andamento di $Q/(a\sqrt{f})$ e di $R_P\sqrt{f}\ x/a$ in funzione di a/d (f in MHz, a in mm) per la linea bifilare di rame in aria.

Il massimo di Q coincide col minimo di α; infatti dalle [7'] e [45] tenendo conto della [44] si ha ([19]):

$$[55] \qquad \alpha = \frac{\pi}{u} \cdot \frac{f}{Q} = \backsim 1{,}05 \cdot 10^{-2} f/Q \qquad (f \text{ in MHz}).$$

Si può infine ricordare che la massima potenza che può essere trasmessa dato il massimo gradiente di potenziale ammesso per un cavo coassiale di diametro esterno D si ottiene per:

$$D/d = 1{,}65 \quad .$$

Tutte le condizioni di massimo suddette sono valide se:

1) si trascurano, sia le perdite per dispersione (cattivo isolamento), sia quelle dielettriche $(G = 0)$;

([19]) La [55] può consentire la misura di α, misurando Q in un breve tratto di cavo portato in risonanza (bibl. 6). La seconda delle [55] è valida solo se $u = \backsim 3 \cdot 10^8$ m/s.

2) si trascurano le perdite per radiazione di energia elettromagnetica;

3) si trascurano gli effetti dei collegamenti della linea agli organi di eccitazione e all'alimentazione;

4) si suppone che ambedue i conduttori della linea abbiano la stessa resistività.

La condizione 2) è normalmente soddisfatta per le linee a cavo coassiale in cortocircuito mentre non lo è per quelle a circuito aperto ed ancora meno per le linee bifilari, sia aperte, sia chiuse.

La condizione 4) è normalmente soddisfatta per le linee bifilari mentre non è sempre soddisfatta per i cavi coassiali. Per questi il conduttore esterno non è sempre continuo; onde ottenere una sufficiente flessibilità del cavo ed una costruzione continua che permetta la produzione di lunghe tratte, spesso si usano combinazioni di piattine - o treccie di fili ecc.; queste, anche se sono di rame come il conduttore interno, presentano, alle elevatissime frequenze ora considerate, resistenze che possono essere molte volte maggiori di quelle offerte dal conduttore continuo (bibl. 7) tanto che la sostituzione di tale conduttore combinato con uno continuo (piombo) che per il suo basso punto di fusione possa essere usato nella costruzione di lunghe tratte, porta un limitato aumento della resistenza perchè la maggiore resistività del materiale è, in buona parte, compensata dal fatto che il conduttore è continuo invece che composto.

Tenendo conto dell'irradiazione, Reukema (bibl. 2) ha ottenuto:

Cavo coassiale: (estremità aperta):

Q max. per $D/d = 4{,}2$ $\qquad$ R_P max. per $D/d = 14{,}3$

Linea bifilare: (estremità cortocircuitata o aperta):

Q max. per $a/d = 3{,}1$ $\qquad$ R_P max. per $a/d = 10{,}5$

Invece Poledrelli (bibl. 5), tenendo conto dell'effetto di vicinanza fra i due conduttori, ha ottenuto per la linea bifilare: Q max. (α min.) per:

$$a/d = 2{,}63$$

intermedio fra i due precedenti valori.

Tenendo conto della maggiore resistività che spesso il conduttore esterno

di un cavo coassiale presenta rispetto a quello interno, Malatesta (bibl. 7) ha trovato che il valore del rapporto D/d che rende massimo Q e quindi minima α, supposto il conduttore interno di rame, deve essere:

CAVO COASSIALE

Conduttore esterno	D/d	Z_c (Ω)
Rame continuo (tubolare)	3,6	76
Alluminio continuo (tubolare)	3,8	80
Piombo continuo (tubolare)	5,3	100
Calza di piattine di rame	5	96
Calza di fili di rame	5,6	103

Come si vede dai grafici di figura 22 e 23, intorno alle condizioni di massimo l'andamento delle curve è abbastanza piatto; perciò adottando, per esempio, in un cavo coassiale il rapporto $D/d = 5 \div 6$ si otterrà un valore di Q molto prossimo al valore massimo (α minimo) anche perchè la linea presenta sempre come s'è visto, oltre a quelle ohmiche, altre perdite di cui non si è tenuto conto nei calcoli; inoltre anche il valore di R non sarà troppo lontano da quello massimo.

Per la linea bifilare un risultato analogo si troverà per $a/d = 3 \div 4$.

16. - Bilanciamento. - Irradiazione.

Una linea bifilare uniforme si dice *bilanciata* quando i suoi due conduttori sono simmetrici rispetto a terra. Perciò se essa giace su un piano parallelo a quello di terra (supposto conduttore) è bilanciata, mentre se la linea, pur restando parallela alla terra, giace però su un piano comunque inclinato o normale rispetto al piano di terra, è sbilanciata.

In una linea sbilanciata la corrente nei due conduttori è diversa e precisamente essa è maggiore nel conduttore che ha minore capacità verso massa. Ciò è illustrato approssimativamente dalla figura 24 in cui si immagina che il solo conduttore di ritorno presenti capacità (concentrata invece che distribuita) verso terra: una parte della corrente di ritorno circola lungo la terra riducendo la corrente del conduttore inferiore. Con le notazioni della figura 24 una linea sbilanciata si può quindi ritenere bilanciata per la media $(I_1 + I_2 + I_1)/2 = I_1 + I_2/2$ delle due correnti nei

due conduttori; a tale corrente si può immaginare sovrapposta una corrente I_2 che scorre all'andata sui due conduttori della linea in parallelo ($I_2/2$ in ciascun conduttore) e al ritorno lungo la terra. Quest'ultima corrente provoca un aumento delle perdite dovuto, sia alla elevata ed incerta resistività della terra, sia all'aumento dell'energia irradiata determinato dall'area, generalmente grande, del circuito relativo alla componente sbilanciata della corrente I_2. Perciò tale componente deve essere ridotta al minimo.

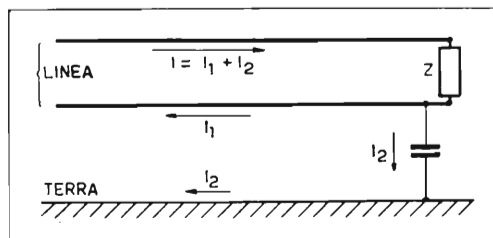



FIG. 24.
In una linea sbilanciata (un conduttore presenta capacità verso terra maggiore dell'altro) le correnti nei due conduttori non sono uguali; la corrente I_2 è la componente sbilanciata della corrente.

Una linea di trasmissione non schermata, come per esempio la normale linea bifilare, irradia energia. Tale irradiazione in primo luogo è fonte di un aumento delle perdite e quindi anche della costante di attenuazione α della linea; inoltre essa può determinare effetti secondari indesiderati, per esempio una deformazione del diagramma di irradiazione di un'antenna alimentata con tale linea.

Per una linea bifilare, sede solo di onde progressive (linea di trasmissione bene adattata) supposto: $a < \lambda/10$ e $x > 20\,a$ la resistenza di irradiazione R_i è data da (bibl. 22):

$$R_i = P_i / I^2 = \backsim 1580\,(a/\lambda)^2 \; ; \qquad \text{(ohm)}. \tag{56}$$

Il valore dato dalla [56] è doppio di quello valevole per un dipolo di lunghezza a percorso dalla stessa corrente efficace I (Vol. II, § 16). La [56] non tiene conto degli effetti di estremità i quali raddoppiano circa la potenza irradiata cosicchè si può ritenere:

$$R_i = \backsim 2500 \div 3500\,(a/\lambda)^2 \qquad \text{(ohm)}. \tag{56'}$$

Come si è già accennato, a causa della maggiore distanza fra i due conduttori virtuali (il primo costituito dalla linea il secondo dalla terra) che sostengono la componente sbilanciata della corrente, l'irradiazione dovuta a questa assume facilmente entità notevole.

Se la linea è sede anche di onde stazionarie (linea parzialmente risonante) l'irradiazione è maggiore ma l'aumento è piccolo finchè tali onde non sono molto accentuate ($k < 0{,}2$).

17. - Irregolarità di una linea. - Particolari costruttivi.

Onde stazionarie parassite possono manifestarsi in una linea di trasmissione, non solo a causa di un imperfetto adattamento fra linea e carico, ma anche per effetto di *irregolarità della linea.* Queste irregolarità si manifestano ogniqualvolta una o più costanti della linea (R, L, G, C) variano. bruscamente. Cause tipiche di irregolarità sono i giunti, i cambiamenti di direzione (gomiti) e gli stessi isolatori. Le irregolarità debbono essere ridotte al minimo perchè esse, oltre a determinare una riflessione dell'onda incidente e quindi onde stazionarie parassite, possono provocare anche sbilanciamenti ed aumenti delle perdite.

Per raggiungere questo scopo il materiale di cui sono formati gli isolatori necessari per accoppiare meccanicamente i due conduttori deve essere scelto con cura in modo da presentare elevata resistenza di isolamento e piccole perdite dielettriche (ambedue per ottenere un piccolo G) ed inoltre piccole costanti dielettriche per ottenere un piccolo aumento di C. La forma di tali isolatori deve essere scelta in modo tale da richiedere una piccola quantità di materiale, il quale deve risultare collocato prevalentemente ove l'intensità del campo elettrico è minimo.

Il problema si presenta arduo per i cavi coassiali specialmente se devono essere prodotti in lunghe tratte com'è necessario per esempio nelle applicazioni di carattere telefonico.

I materiali adoperati come isolante, oltre che la *gomma* (usata quando l'attenuazione non deve essere particolarmente ridotta o per frequenze non troppo elevate) sono la *ceramica* per R.F. (steatite-frequenta e simili) in forma di dischetti o perline, il *trolitul,* lo *stiroflex,* il *politene* e il *polistirolo* ([20]).

La struttura del cavo può assumere aspetti molto diversi (bibl. 3, 15); la figura 25 ne illustra alcuni.

Il materiale isolante nei cavi coassiali per R.F. non riempie mai interamente lo spazio fra i due conduttori; esso può essere discontinuo come in a) e b), semicontinuo come in c) o continuo come in d) ed e); gli stessi dischi isolanti possono essere alleggeriti per ridurre la quantità del materiale usato e quindi le perdite, come in a) che illustra un doppio cavo coassiale. I dischi possono avere una fenditura (fig. 25b) per consentire il montaggio nella costruzione continua del cavo, oppure possono anche essere interi e stampati, durante la fabbricazione, direttamente sul conduttore

([20]) Il *polietilene* o *politene* è un polimero dell'etilene, solido, di color bianco translucido, facilmente lavorabile e stampabile, ha costante dielettrica pari a 2,6, angolo di perdita pari a $2 \cdot 10^{-4}$; a 100° C rammollisce. Il *trolitul,* l'*ipertrolitul,* lo *stirolo,* il *polistirolo,* lo *stiroflex* ecc. sono varianti, con proprietà poco diverse, del polietilene.

interno. L'isolamento può essere a spirale (fig. 25d, e). La spirale può essere di vario tipo [in tubo di gomma ([21]), in «cotopa» ([22]) o altre fibre

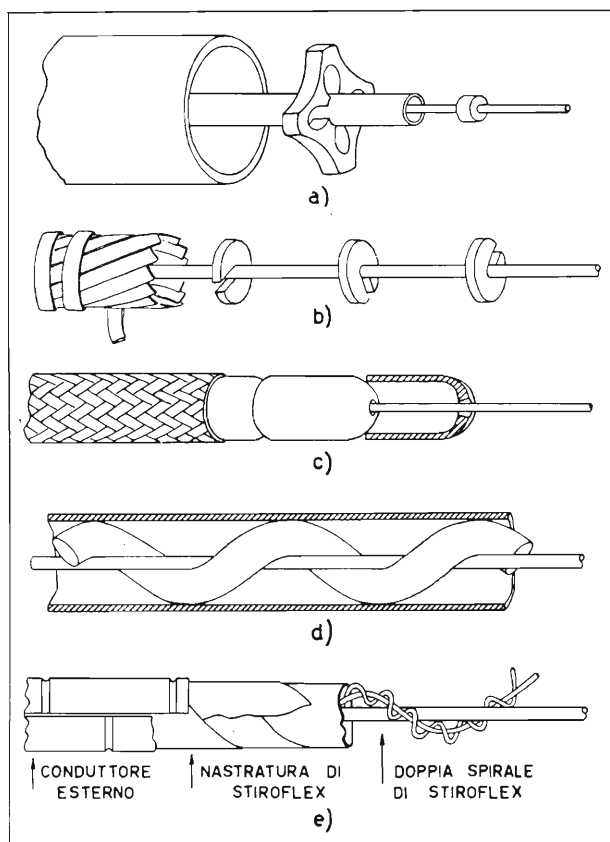



FIG. 25.
Vari tipi di cavi coassiali.
Isolamento: a) dischi alleggeriti; b) dischetti con fenditura; c) semicontinuo con perle a bicchiere; d) e) continuo a spirale (in «cotopa» o altro tessile, in tubo di gomma, in filo di «stiroflex», ecc.). *Conduttore esterno:* a) tubo di rame continuo (solo per piccole lunghezze); b) nastri di rame avvolti ad elica, tenuti assieme da una fasciatura metallica; c) treccia di nastri o di fili; d) continuo di piombo fuso durante la lavorazione; e) costituito da uno o due nastri di rame piegati a cilindro o a semicilindro e fissati mediante opportune piegature o graffature.

tessili, formata da una doppia spirale in filo di «stiroflex» con (fig. 25e), o senza un filo di guida, ecc.]; di tali spirali spesso se ne usano due; tal-

([21]) Inizialmente il tubo è di gomma non vulcanizzata e di piccolo diametro; esso viene gonfiato con aria compressa fino ad aderire alle pareti dei due conduttori e in questa condizione viene vulcanizzato.

([22]) Il «cotopa» è una fibra di cotone all'acetile molto isolante e con perdite dell'ordine di $6 \cdot 10^{-4}$ a 1 MHz.

volta sopra alla spirale vi è una nastratura isolante come in figura 25e). Un altro tipo di isolamento continuo è quello, usato in alcuni cavi giapponesi, ottenuto mediante legature in filo di seta. Infine in figura 25c è illustrato un cavo con isolamento di tipo intermedio fra quello discontinuo e quello continuo ([23]).

Si osservi che, specialmente nei casi c) ed e), la parte maggiore del materiale isolante è posto in prossimità del conduttore esterno ove il campo elettrico è minore.

Il conduttore esterno può essere anch'esso costituito in vari modi. Mentre per piccole tratte di qualche decina di metri esso può essere costituito da un tubo di rame continuo (fig. 25a) per tratte più lunghe esso può essere continuo solo se il tubo viene prodotto per fusione durante la lavorazione; perciò in tal caso si usa il piombo (fig. 25d). Altrimenti il conduttore esterno deve essere composto e può per esempio essere costituito da nastri di rame avvolti ad elica tenuti assieme da una fasciatura in ferro o in ottone (fig. 25b), da una maglia di fili o di nastri di rame (fig. 25c), da due nastri piegati a semicilindro e fissati l'un l'altro mediante opportune piegature (fig. 25e) o mediante graffatura.

Le linee bifilari sono di attuazione assai più semplice ma, a causa delle loro maggiori perdite e alla possibilità di accoppiamenti, a R.F., sono meno adoperate. Un tipo molto usato per le discese di antenna nei ricevitori a modulazione di frequenza e televisivi è quello illustrato in figura 26. L'isolamento è costituito da un nastro di materiale plastico a basse perdite (vedi nota ([20])) nei due bordi del quale sono « annegati » i due conduttori.

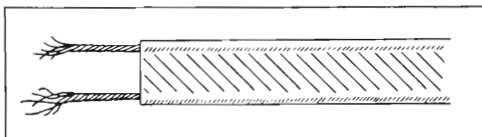



FIG. 26.
Linea bifilare isolata mediante un nastro di politene.

Nelle linee e nei cavi coassiali con isolamento discontinuo è opportuno disporre gli isolatori in corrispondenza dei nodi di tensione ove, oltre a ridurre al minimo le perdite dielettriche, perchè ivi il campo è minimo, si riduce al minimo, per la stessa ragione, anche la dispersione di corrente. Naturalmente ciò può essere effettuato solo per una data frequenza o per i suoi multipli.

Le linee risonanti per radiofrequenza elevata, non presentano notevoli difficoltà costruttive a causa della loro brevità (generalmente $x = \lambda/4$ o

([23]) Cavo coassiale Ducati.

$\lambda/2$). Per i cavi coassiali il conduttore esterno è sempre tubolare senza saldature e gli isolatori sono in numero ridottissimo.

Il cortocircuito di estremità deve spesso essere scorrevole. In tal caso per la linea coassiale esso può essere attuato come è indicato in figura 27a (vedi anche Cap. V, § 8 D, fig. 17). Tale cortocircuito, se bene eseguito, presenta effettivamente una impedenza trascurabile.

Per la linea bifilare, invece di una semplice sbarretta di cortocir-

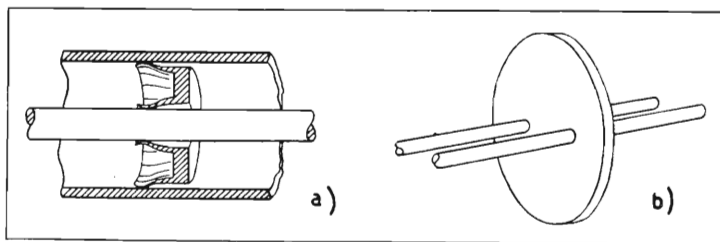



FIG. 27.
Cortocircuito di estremità di tipo scorrevole a contatti striscianti: a) per cavo coassiale; b) per linea bifilare — tipo a disco per ridurre l'accoppiamento con la parte non utilizzata della linea e per diminuire l'impedenza del cortocircuito.

cuito è preferibile usare un disco, come è indicato in figura 27b; esso riduce l'impedenza del cortocircuito e anche l'accoppiamento fra la parte utile e quella inutilizzata della linea. Per ridurre ulteriormente eventuali onde parassite nel tratto morto della linea si può disporre un secondo ponticello di cortocircuito (anche costituito da una semplice sbarretta) ad una distanza pari a $\lambda/4$ cioè nel punto ove dovrebbe manifestarsi un ventre di tensione delle onde parassite.

In alcuni cavi il cortocircuito deve essere tale per le R.F. ma deve mantenere isolati i due conduttori per la corrente continua perchè, per esempio, attraverso ad essi viene effettuata l'alimentazione. Il cortocircuito deve essere in tal caso costituito da un condensatore che può essere conglobato nel disco stesso che forma il ponte che collega i due conduttori. Il disco può essere infatti formato da due piastre, isolate tra loro, la prima connessa ad un conduttore, la seconda all'altro conduttore, separate da un sottile foglio di materiale dielettrico.

C) Adattamento d'impedenza. - Carte calcolatrici.

18. - Trasformazione d'impedenza.

Si è già visto fin dal primo paragrafo che l'impiego di una linea può essere richiesto sia per il *trasporto di energia* (linea chiusa sulla sua impedenza caratteristica) sia quale *elemento reattivo* o *sistema risonante* (linea in cortocircuito o a circuito aperto). Ora vogliamo considerare un'altra funzione a cui può adempiere un segmento di linea (di lunghezza generalmente minore di $\lambda/2$): quello di *trasformatore di impedenza.*

Se per esempio una linea deve essere adibita a trasporto di energia ma la sua impedenza caratteristica non è uguale a quella del carico che la linea alimenta, fra la linea di trasporto e il carico si può inserire un segmento di linea la cui impedenza caratteristica e la cui lunghezza siano scelte in modo tale che l'*impedenza d'ingresso* del segmento di linea, chiuso sull'impedenza di carico, sia uguale all'impedenza caratteristica della linea di trasporto. Si ottiene così l'*adattamento dell'impedenza* del carico a quella caratteristica della linea di alimentazione attuando perciò le migliori condizioni per il trasferimento dell'energia.

Se una linea di lunghezza x è chiusa all'estremità su una impedenza di carico $\boldsymbol{Z}$ essa presenta all'entrata una impedenza $\boldsymbol{Z}_x$ data dal rapporto fra $\boldsymbol{V}_x$ ed $\boldsymbol{I}_x$ i cui valori sono espressi dalle [6] (vedi anche nota 14). Il valore $\boldsymbol{Z}_x$ è variabile in modulo e fase entro vasti limiti; si ottiene così la *trasformazione dell'impedenza* $\boldsymbol{Z}$ in un altra $\boldsymbol{Z}_x$ che può essere regolata scegliendo opportunamente il tipo di linea usata per ottenere la trasformazione ossia la sua impedenza caratteristica $\boldsymbol{Z}_c$ e la sua lunghezza x.

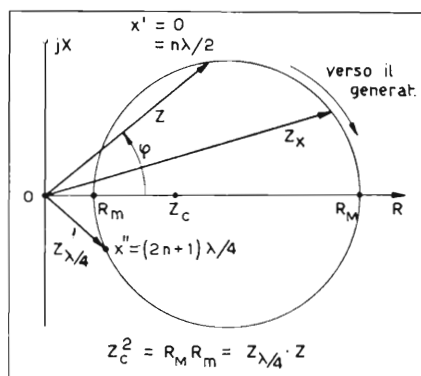



FIG. 28.
L'estremità del vettore Z_x, che rappresenta l'impedenza di entrata di una linea di lunghezza x, caricata sull'impedenza Z, descrive sul piano complesso (R, jX), al variare di x, una circonferenza percorsa interamente in senso orario per ogni aumento di x pari a $\lambda/2$.

Si può dimostrare che, se si trascurano le perdite nel tratto di linea trasformatrice ($\alpha = 0$, $\boldsymbol{Z_c} = Z_c$ = ohmica), l'estremità del vettore $\boldsymbol{Z_x}$ descrive sul piano complesso una circonferenza come è illustrato in figura 28 ([24]).

([24]) La dimostrazione analitica, che qui si omette, può essere trovata p. es. in bibl. 24 Cap. X; essa parte dalla espressione di $\boldsymbol{Z_x}$ (nota 14) che per $\alpha = 0$ diviene:

$$\frac{\boldsymbol{Z_x}}{Z_c} = \frac{e^{j\beta x} + \boldsymbol{k}\, e^{-j\beta x}}{e^{j\beta x} - \boldsymbol{k}\, e^{-j\beta x}} = \frac{1 + \boldsymbol{k}\, e^{-j2\beta x}}{1 - \boldsymbol{k}\, e^{-j2\beta x}} = \frac{1 + k\, e^{-j(2\beta x - \varphi_k)}}{1 - k\, e^{-j(2\beta x - \varphi_k)}}$$

dove si è posto $\boldsymbol{k} = k e^{j\varphi_k}$.

Una verifica grafica si può ottenere tracciando le due spirali, luoghi dell'estremità dei vettori, proporzionali a $\boldsymbol{V_x}$ ed $\boldsymbol{I_x}$ come in fig. 3; queste, per $\alpha = 0$, divengono due ellissi come è indicato in fig. 29a. I punti a, m, b, c, n, d, e, corrispondono complessivamente ad un

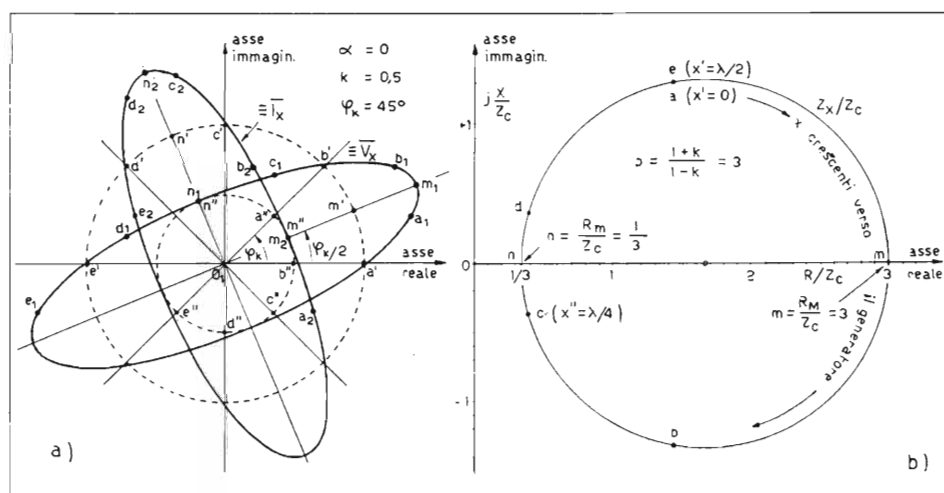



FIG. 29.

Costruzione grafica della circonferenza delle impedenze (b) in base alle ellissi proporzionali rispettivamente a V_x ed a I_x (a) ricavate secondo il metodo illustrato in figura 3. La costruzione e fatta per: $\alpha = 0$, $k = 0,5$, $\varphi_k = 45°$

percorso pari a $\lambda/2$ lungo la linea; tali lettere portano un apice (a'...) per la circonferenza $e^{j\beta x}$, due apici (a''...) per la circonferenza $\boldsymbol{k}\, e^{-j\beta x}$, il pedice 1 ($a_1$...) per l'ellisse $e^{j\beta x} + \boldsymbol{k}\, e^{-j\beta x}$ proporzionale a $\boldsymbol{V_x}$ e il pedice 2 (a_2...) per l'ellisse $e^{j\beta x} - \boldsymbol{k}\, e^{-j\beta x}$ proporzionale ad $\boldsymbol{I_x}$. I valori di $\boldsymbol{Z_x}/Z_c$ per i vari valori di x corrispondenti alle lettere a, m, b, ..., e, sono dati dai vettori:

$$\mathrm{Oa} = \frac{\mathrm{O_1a_1}}{\mathrm{O_1a_2}}\,; \qquad \mathrm{Om} = \frac{\mathrm{O_1m_1}}{\mathrm{O_1m_2}}\,; \qquad \mathrm{Ob} = \frac{\mathrm{O_1b_1}}{\mathrm{O_1b_2}}\,; \qquad \dots\,; \qquad \mathrm{Oe} = \frac{\mathrm{O_1e_1}}{\mathrm{O_1e_2}}\,;$$

tali vettori, riportati sul piano complesso come in figura 29b, hanno la loro estremità su una circonferenza percorsa interamente, in senso orario, da a ad e mano a mano che la lunghezza della linea aumenta da 0 a $\lambda/2$.

Le intersezioni di tale circonferenza con l'asse reale rappresentano rispettivamente il *valore minimo* e il *valore massimo* di Z_x, valori che, essendo ohmici perchè si trovano sull'asse reale, indicheremo rispettivamente con R_m ed R_M. Si ha facilmente [25]:

$$\frac{R_M}{Z_c} = \frac{1+k}{1-k} = p \ ; \qquad \frac{R_m}{Z_c} = \frac{1-k}{1+k} = \frac{1}{p}$$

[57] $$R_M R_m = Z_c^2 \ \ ({}^{26}) \ ;$$

dove p è il rapporto di onde stazionarie dato dalla [18]. La circonferenza è individuata dai seguenti parametri:

[58] $$\text{raggio} = \frac{R_M - R_m}{2} = Z_c \frac{p - 1/p}{2}$$

[59] $$\text{ascissa del centro} = \frac{R_M + R_m}{2} = Z_c \frac{p + 1/p}{2} \ .$$

Ogni volta che x viene aumentata gradualmente di $\lambda/2$ l'estremità di Z_x/Z_c descrive l'intera circonferenza in senso orario e l'impedenza Z_x assume poi valori che si ripetono ciclicamente (la linea si suppone senza perdite, $\alpha = 0$); perciò partendo dall'estremità caricata sull'impedenza Z (fig. 28),

[60] $$\text{per} \quad x = x' = n\lambda/2 \ (n \text{ intero}) \quad \text{si avrà} \quad Z_{x'} = Z \ .$$

Se invece $x = x'' = (2n+1)\,\lambda/4$ (n intero) si ha [27] $Z_{x''}/Z_c = Z_c/Z$ cioè:

[61] $$Z Z_{x''} = Z_c^2 \ ; \qquad Z_{x''} = Z_c^2/Z$$

---

(25) Osservando la fig. 29a si vede che $O_1m_1 = O_1m' + O_1m'' = 1 + k$; $O_1n_1 = O_1n' - O_1n'' = 1 - k$, analogamente $O_1m_2 = 1 - k$ e $O_1n_2 = 1 + k$; osservando la fig. 29b si ha quindi:

$$\text{Om} = \frac{O_1m_1}{O_1m_2} = \frac{R_M}{Z_c} = \frac{1+k}{1-k} \ ; \qquad \text{On} = \frac{O_1n_1}{O_1n_2} = \frac{R_m}{Z_c} = \frac{1-k}{1+k} \ .$$

(26) Non si confonda R_M ed R_m con Z_{ca} e Z_{cc} della [16]; qui l'impedenza di chiusura della linea è Z e al variare di x, per due valori particolari, Z_x assume rispettivamente i due valori R_M ed R_m; invece per un prefissato x, Z_x assume il valore Z_{ca} per $Z = \infty$ (linea aperta) e il valore Z_{cc} per $Z = 0$ (linea in cortocircuito).

(27) Ciò si può dedurre dalla fig. 29a dove si ha $\frac{Z}{Z_c} = \frac{O_1a_1}{O_1a_2}$ mentre dopo un tratto di linea pari a $\lambda/4$ si ha $\frac{Z_{x''}}{Z_c} = \frac{O_1c_1}{O_1c_2}$ ma dalla figura risulta anche $O_1c_2 = jO_1a_1$ e $O_1c_1 = jO_1a_2$ da cui si ottiene la relazione sopra scritta.

ossia se si usa un tratto di linea lungo un numero dispari di quarti d'onda l'impedenza d'ingresso $\boldsymbol{Z}_{x''}$ è inversamente proporzionale a quella di chiusura $\boldsymbol{Z}$ (un caso particolare si ha per $Z = 0$; linea in quarto d'onda cortocircuitata per la quale risulta $Z_x = \infty$).

Il punto di partenza corrispondente ad $x = 0$ per ogni circonferenza dipende dalla fase φ dell'impedenza $\boldsymbol{Z}$ come si vede in figura 28.

19. - Carta rettangolare delle impedenze.

Generalmente tutte le impedenze si riferiscono a Z_c (ossia si pone $Z_c = 1$). Allora le circonferenze sopra considerate sono i luoghi $p =$ cost (o $k =$ cost); ed hanno raggio crescente con p ([28]); esse non sono concentriche ma circondano tutte il punto di ascissa 1 ($\boldsymbol{Z} = Z_c$) a cui la circonferenza si riduce per $p = 1$ ($k = 0$). Perciò le suddette circonferenze, di parametro p, assumono l'aspetto di figura 30; percorrendo una di

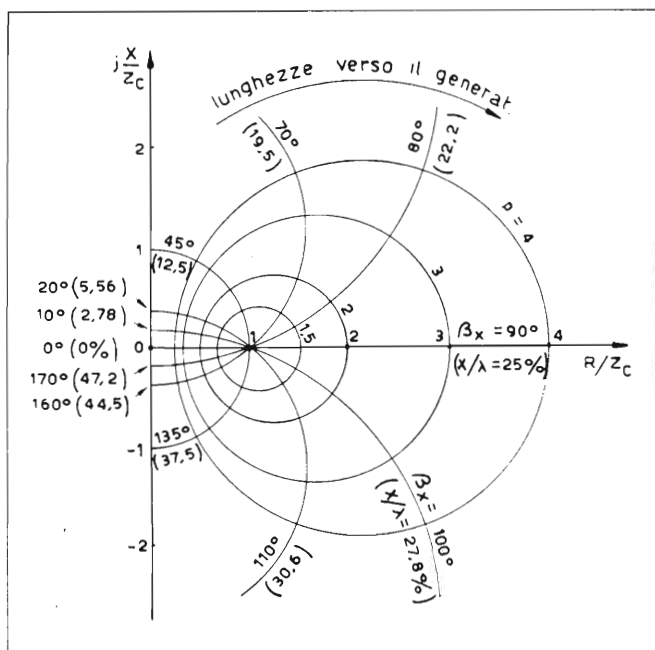



FIG. 30.
Circonferenze di parametro $p =$ cost intersecate da altre circonferenze di parametro βx (oppure x/λ) costante, tracciate sul piano complesso (R/Z_C, jX/Z_C) costituiscono la carta rettangolare delle impedenze.

([28]) Quindi, tenendo conto della [18], il raggio è crescente anche con $k = \dfrac{p-1}{p+1}$.

tali circonferenze varia la lunghezza x della linea che si può considerare la variabile lungo la circonferenza.

Se invece di assumere come parametro p e come variabile x si assume come parametro di ciascuna curva il rapporto x/λ (lunghezza riferita alla lunghezza d'onda) cioè se si considerano le curve luogo dell'estremità di $\boldsymbol{Z}_x/Z_c$, una per ogni prefissata lunghezza della linea, si ottengono archi di circonferenza uscenti dal punto di ascissa 1 ([29]) con il centro sull'asse immaginario. Tali archi intersecano le precedenti circonferenze $p = \text{cost}$ così da formare una specie di reticolo di coordinate circolari. Nella figura 30 oltre ad alcune circonferenze per $p = \text{cost}$ ($p = 1{,}5$, 2, 3, 4) sono tracciati alcuni archi di circonferenza per $x/\lambda = \text{cost}$.

Il parametro x/λ è supposto nullo secondo la direzione negativa dell'asse reale; ciò equivale a considerare l'origine delle x/λ nel punto dove si manifesta il primo minimo R_m della impedenza $\boldsymbol{Z}_x$; tale origine coincide effettivamente con l'estremità della linea solo se l'impedenza di carico $\boldsymbol{Z}$ è ohmica e minore di Z_c.

In luogo della frazione x/λ di lunghezza della linea si può considerare l'angolo:

$$\beta x = 2\pi x/\lambda \text{ radianti} = 360\, x/\lambda \text{ gradi} \quad . \tag{62}$$

Si osservi che la stessa circonferenza è divisa dal punto di ascissa 1 in due archi corrispondenti a lunghezze di linea che differiscono di $\lambda/4$ ossia di $\pi/2 = 90°$; gli archi di circonferenza per βx crescenti girano in senso orario intorno al punto 1.

Nella figura 30 gli archi di circonferenza $x/\lambda = \text{cost}$ (ossia $\beta x = \text{cost}$) sono stati scelti per valori interi dell'angolo βx espresso in gradi mentre sono stati indicati anche i corrispondenti valori di x/λ; i valori scelti sono i seguenti:

βx =	0°	10°	20°	45°	70°	80°	90°
x/λ =	0	2,78 %	5,56 %	12,5 %	19,5 %	22,2 %	25 %
βx =	90°	100°	110°	135°	160°	170°	180°
x/λ =	25 %	27,78 %	30,56 %	37,5 %	44,5 %	47,2 %	50 %

([29]) Per il punto di ascissa 1 si ha $\boldsymbol{Z}_x = Z_c$ cioè la linea è chiusa sulla sua impedenza caratteristica; al variare di x (parametro della nuova famiglia di circonferenze) $\boldsymbol{Z}_x / Z_c$ rimane costante, cioè l'estremità di tale vettore rimane fissa sul punto di ascissa 1.

La seconda riga della tabella rappresenta sul grafico la continuazione degli archi corrispondenti alla prima riga mentre fra le due serie di valori si ha un aumento di 90° per βx e di 0,25 per x/λ.

L'insieme delle due famiglie di circonferenze forma come s'è detto un sistema di coordinate circolari che, sovrapposte al sistema di coordinate cartesiane che ha per ascisse l'asse reale R/Z_c e per ordinate l'asse immaginario jx/Z_c costituiscono un diagramma chiamato *carta rettangolare delle impedenze* il quale può agevolare i calcoli delle trasformazioni di impedenza che si possono ottenere con tratti di linea.

Un altro esemplare, più esteso e dettagliato, di tale carta, è rappresentato in figura 31; in esso i valori di x/λ (espressi in % e segnati fra parentesi) sono stati scelti interi.

ESERCIZIO 1. *Una linea coassiale d'impedenza caratteristica* $Z_c = 75$ ohm *è caricata su una impedenza* $\boldsymbol{Z} = R + jx = 200 + j\,50$ ohm. *Determinare il valore della impedenza di entrata supponendo che la linea sia lunga* $\lambda/4$.

Soluzione. Si ha: $\dfrac{\boldsymbol{Z}}{Z_c} = \dfrac{R}{Z_c} + j\dfrac{X}{Z_c} = \dfrac{200}{75} + j\dfrac{50}{75} = 2{,}66 + j\,0{,}666$.

Si segni sul grafico di figura 31 il punto corrispondente. La sua posizione è altresì corrispondente alle coordinate circolari $p = 2{,}85$ $x_0/\lambda = 23{,}4\,\%$ ($\beta x_0 = \backsim 84°$). Al crescere della lunghezza x della linea l'estremità di $\boldsymbol{Z}_x$ varia lungo la circonferenza $p = 2{,}85$ in senso orario.

Se la lunghezza è $x_1 = \lambda/4$ cioè $x_1/\lambda = 0{,}25 = 25\,\%$ si ottiene come coordinate del punto di entrata:

$$p = 2{,}8 \;; \qquad \frac{x}{\lambda} = \frac{x_0}{\lambda} + \frac{x_1}{\lambda} = 23{,}4 + 25 = 48{,}4\,\% \;.$$

Le coordinate cartesiane di tale punto sono: $R/Z_c = 0{,}35$; $X/Z_c = -0{,}09$ per cui l'impedenza d'ingresso risulta:

$$\boldsymbol{Z}_x = 0{,}35 \cdot 75 - j\,0{,}09 \cdot 75 = 26{,}4 - j\,6{,}8 \text{ ohm} \;.$$

ESERCIZIO 2. *Considerando la stessa linea e lo stesso carico, quali sono i valori massimo* R_M *e minimo* R_m *della impedenza (ohmica) che si possono ottenere all'ingresso e quali sono le lunghezze* x_M *ed* x_m *che la linea deve avere per ottenerli?*

Soluzione. La circonferenza sopra considerata $p = 2{,}85$ interseca l'asse reale nei punti $R_M/Z_c = p = 2{,}85$ ed $R_m/Z_c = 1/p = \backsim 0{,}35$ da

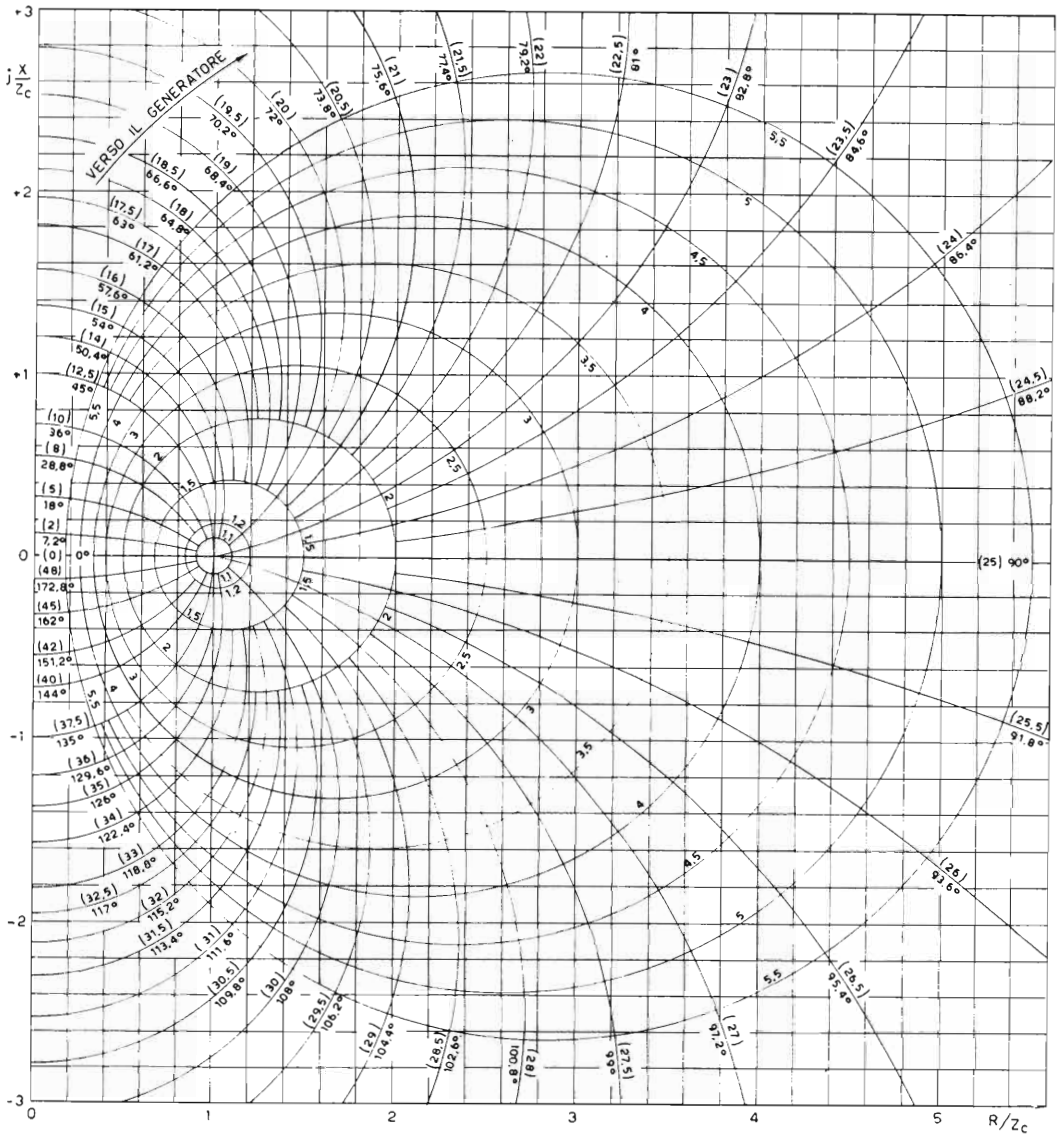



FIG. 31.

Carta rettangolare delle impedenze. Per ogni circonferenza che circonda il punto (1, 0) è costante il parametro p riportato sulla circonferenza stessa (quindi anche k è costante); per ogni arco di circonferenza uscente dal punto (1, 0) è costante la lunghezza x della linea e quindi il parametro x/λ indicato su ogni curva fra parentesi in % di λ; su ciascuna curva è pure indicato (in gradi e decimi di grado) il corrispondente valore di βx. Le coordinate circolari ora considerate (p = cost e x/λ = cost) sono sovrapposte ad un sistema di coordinate cartesiane avente per ascisse R/Z_c e per ordinate jx/Z_c.

cui:

$$R_M = pZ_c = 2{,}85 \cdot 75 = 214 \text{ ohm}$$
$$R_m = Z_v/p = 75/2{,}85 = 26{,}3 \text{ ohm} \quad .$$

Dal grafico si ha subito $x_M \ \lambda = 1{,}65 \ \%$; $x_m \ \lambda = 26{,}65 \ \%$ cioè:

$$x_M = 0{,}0165 \, \lambda \quad ; \qquad x_m = 0{,}2665 \, \lambda \quad .$$

20. - Carta circolare o di Smith.

La carta rettangolare delle impedenze (figg. 30, 31) consente la soluzione di molti problemi riguardanti le linee. Tuttavia in essa le circonferenze attorno al punto (1, 0), una per ogni valore di p, e gli archi di circonferenza uscenti dal punto (1, 0), una per ogni valore di x/λ , non sono ben distribuiti sulla carta; a destra essi sono molto dispersi a sinistra troppo fitti. La *carta circolare delle impedenze o carta di Smith* consente di risolvere gli stessi problemi pur evitando l'inconveniente suddetto.

Si è indicato con $\boldsymbol{k}$ il *coefficiente di riflessione sul carico*. Indichiamo ora con $\boldsymbol{k}_x$ il rapporto fra la tensione dell'onda incidente e quella dell'onda riflessa in un punto generico della linea alla distanza x da un dato punto di riferimento. Il punto scelto per misurare le x può essere quello ove la impedenza $\boldsymbol{Z}_x$ della linea assume il valore minimo R_m; tale punto sul grafico di figura 31 si trova nel tratto 0, 1 dell'asse R/Z_c (ved. anche fig. 28).

Se si considera una linea senza perdite ($\alpha = 0$) le relazioni [10] e [10′] sono ancora valide anche per il punto x ([30]) cioè si ha:

$$\frac{\boldsymbol{Z}_x}{Z_c} = \frac{1 + \boldsymbol{k}_x}{1 - \boldsymbol{k}_x} \ ; \qquad \boldsymbol{k}_x = \frac{\boldsymbol{Z}_x / Z_c - 1}{\boldsymbol{Z}_x / Z_c + 1} \quad . \tag{63}$$

Come si è visto, la carta rettangolare è rappresentata sul piano complesso che ha per ascisse la R/Z_c e per ordinate le jx/Z_c. Invece la carta di Smith è rappresentata su un piano a coordinate polari che ha per raggio il modulo k e per angolo l'argomento $2\beta x$ di k_x ([30]).

([30]) Dalla nota 14 per $\alpha = 0$ si ha:

$$\frac{\boldsymbol{Z}_x}{Z_c} = \frac{e^{j\beta x} + \boldsymbol{k}\, e^{-j\beta x}}{e^{j\beta x} - \boldsymbol{k}\, e^{-j\beta x}} = \frac{1 + \boldsymbol{k}\, e^{-j2\beta x}}{1 - \boldsymbol{k}\, e^{-j2\beta x}} = \frac{1 + \boldsymbol{k}_x}{1 - \boldsymbol{k}_x}$$

dove:

$$\boldsymbol{k}_x = \boldsymbol{k}\, e^{-j2\beta x} \ .$$

Nella carta rettangolare si rappresentano i luoghi $p =$ cost a ciascuno dei quali corrisponde il valore di k dato dalla [18] che riportiamo:

$$[18] \qquad k = \frac{p-1}{p+1} \; ; \qquad p = \frac{1+k}{1-k} \; ;$$

si rappresentano pure i luoghi $\beta x = 2\pi \frac{x}{\lambda} =$ cost. Nella carta di Smith tali luoghi divengono rispettivamente circonferenze con centro nell'origine delle coordinate polari (invece che circonferenze non concentriche) e raggi

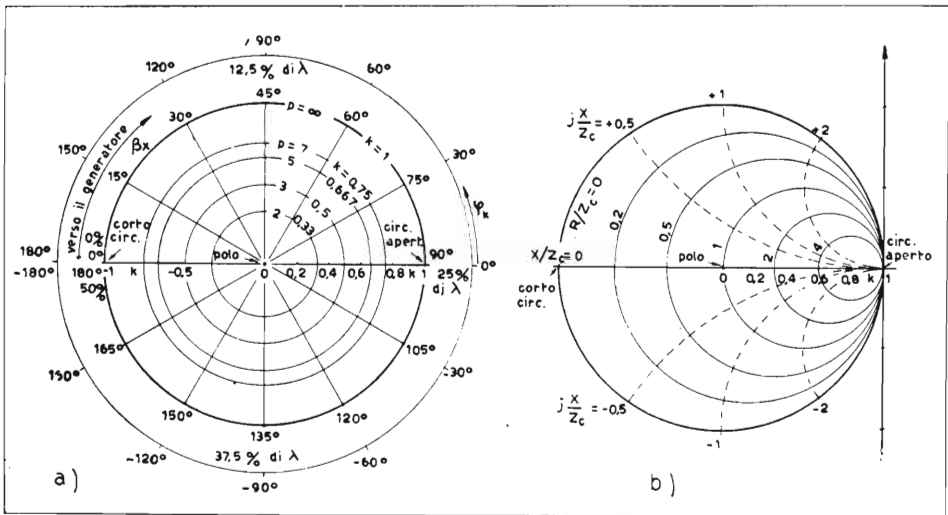



FIG 32.

La carta circolare o di Smith è la sovrapposizione dei due diagrammi a) e b); il primo è formato dai luoghi $p =$ cost (da 1 a ∞) o meglio $k =$ cost (da 0 a 1) che sono circonferenze concentriche e dai luoghi $x/\lambda =$ cost (da 0 a 0,5) oppure $\beta x =$ cost (da 0 a 180°) che sono raggi; il secondo diagramma b) è formato dai luoghi $R/Z_c =$ cost che sono circonferenze con il centro sull'asse orizzontale tutte tangenti all'asse verticale nel punto $k = +1$ e dai luoghi jX/Z_c che sono archi di circonferenza (tratteggiati) con il centro sull'asse verticale di destra e tangenti all'asse orizzontale nel punto $k = +1$.

uscenti dall'origine (invece che archi di circonferenza uscenti dal punto 1, 0) come è rappresentato nella figura 32a ([31]).

Si noti che, al variare di k fra 0 ed 1, p varia da 1 ad ∞; perciò, mentre sulla carta di Smith sono compresi tutti i valori di k e quindi

---

([31]) In sostanza la carta di Smith è una specie di carta rettangolare deformata in modo tale che l'*asse verticale di sinistra* (fig. 31) risulta arrotondato così da farlo coincidere con la *circonferenza esterna della carta circolare*. I punti all'infinito della carta rettangolare corrispondono all'unico punto $k = 1$, $\beta x = 90°$ di figura 32.

di p, sulla carta rettangolare i valori di p devono essere necessariamente limitati. Appare altresì evidente l'uniformità della distribuzione nei riguardi degli angoli βx ossia rispetto alla lunghezza relativa della linea x/λ.

Per passare dai valori di $\boldsymbol{k}_x$ a quelli dell'impedenza relativa $\boldsymbol{Z}_x/Z_c$ occorre ora tracciare sulla carta di Smith i luoghi $R/Z_c =$ costante e i luoghi $X/Z_c =$ costante cioè i luoghi corrispondenti alle rette verticali $(R/Z_c =$ cost) ed orizzontali $(X/Z_c =$ cost) del reticolo della carta rettangolare (fig. 31).

Si può dimostrare (v. per es. bibl. 24 p. 357) che tali luoghi sono circonferenze così caratterizzate:

luoghi $R/Z_c =$ cost: centro sull'asse orizzontale di figura 32b

$$\text{ascissa del centro} = \frac{R}{Z_c + R}\,; \qquad \text{raggio} = \frac{Z_c}{Z_c + R}\,;$$

luoghi $X/Z_c =$ cost: centro sull'asse verticale di figura 32b

$$\text{ordinata del centro} = \frac{Z_c}{X}\,; \qquad \text{raggio} = \frac{Z_c}{X}$$

cioè i luoghi $R/Z_c =$ cost sono circonferenze tutte tangenti nel punto $k = 1$ e i luoghi $X/Z_c =$ cost sono archi di circonferenza tutti uscenti dallo stesso punto $k = 1$.

La carta circolare di Smith è la sovrapposizione dei due sistemi di coordinate rappresentate dalle figure 32a e 32b. Il grafico relativo porta segnate le coordinate circolari di figure 32b che sostituiscono il reticolo di figura 31 e rappresentano i luoghi $R/Z_c =$ cost e $X/Z_c =$ cost. Per individuare le coordinate polari k e $\beta x = 2\pi x/\lambda$ si può usare per esempio un regolo, graduato linearmente fra 0 e 1, centrato nel centro del diagramma e ruotato in senso orario di un angolo $2\beta x$ (all'intera rivoluzione corrisponde una lunghezza di linea pari a $\lambda/2$) Nella figura 33 che rappresenta la carta di Smith tale angolo è individuato sulla circonferenza più esterna graduata in percento di λ.

Una carta di Smith molto dettagliata è riportata nella tavola fuori testo.

ESERCIZIO 3. *Risolvere gli esercizi* 1 *e* 2 *sulla carta di Smith.*

Soluzione. Il punto che caratterizza sulla carta di Smith il rapporto $\boldsymbol{Z}/Z_c$ è il punto A di figura 33 a cui corrisponde, infatti $R/Z_c = 2{,}66$ e $X/Z_c = 0{,}666$. L'impedenza relativa di entrata $\boldsymbol{Z}_x/Z_c$ per $x = \lambda/4$

è rappresentata dal punto A′ diametralmente opposto ad A per il quale si ha $R/Z_c = 0{,}35$ e $X/Z_c = -0{,}09$ come precedentemente.

I punti sull'asse reale B e B′ rappresentano rispettivamente $R_M/Z_c = 2{,}85$ e $R_m/Z_c = 0{,}35$. La lettura degli archi $x_M/\lambda = 1{,}65\ \%$

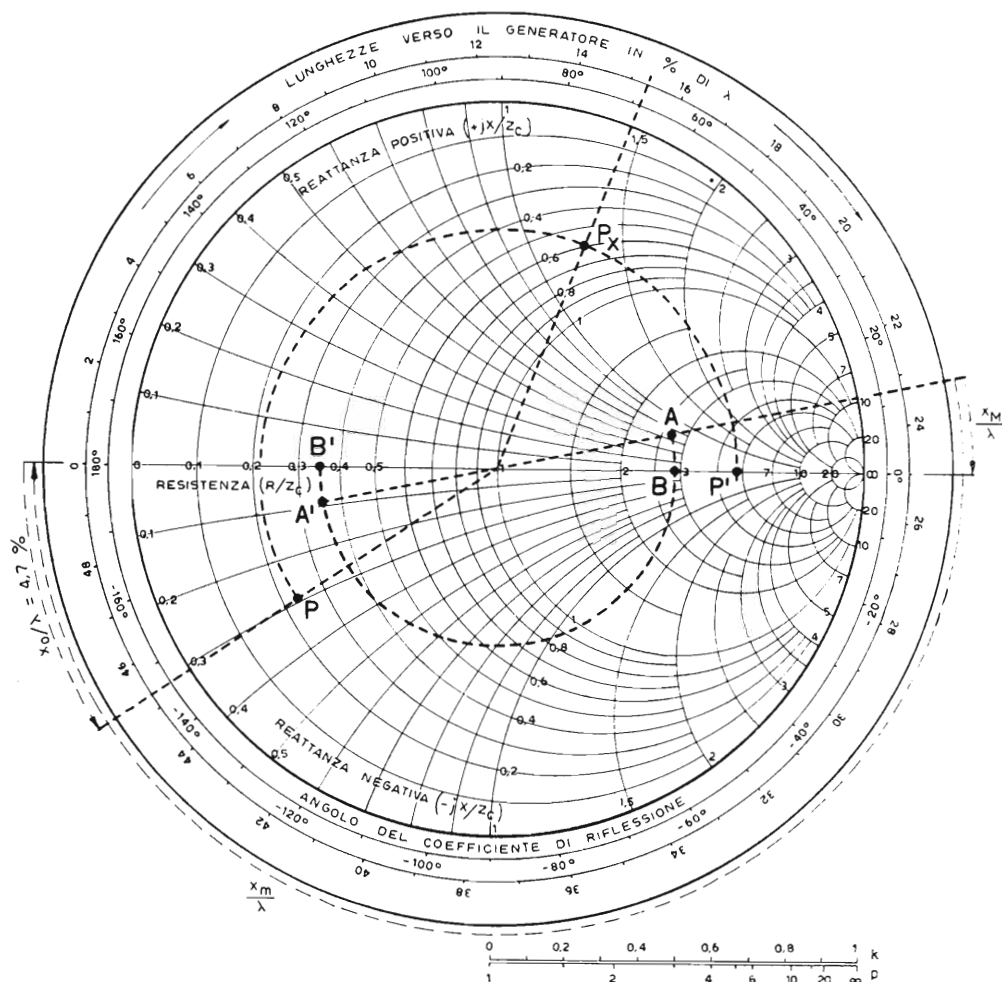



FIG. 33.

Carta circolare di Smith. Per chiarezza di rappresentazione le circonferenze $k = \text{cost}$ non sono segnate; esse sono facilmente individuate dalla distanza k dal centro del diagramma che può essere individuata con un qualsiasi regolo, per esempio quello disegnato sotto il diagramma e tarato, sia secondo i valori di k, sia secondo i valori di p; non sono neppure segnati i raggi $x/\lambda = \text{cost}$ ($\beta x = \text{cost}$) essi sono facilmente individuabili congiungendo il centro del diagramma con le graduazioni della circonferenza esterna tarata in lunghezze della linea verso il generatore espresse in % di λ; vi è pure una circonferenza su cui è portato, in gradi, l'angolo φ_k del coefficiente di riflessione. Sono invece segnate le circonferenze $R/Z_c = \text{cost}$ e gli archi di circonferenza $X/Z_c = \text{cost}$. Sulla carta sono risolti l'esercizio 3 (punti A, A′, B, B′) l'esercizio 4 (punti P, P′) e l'esercizio 5 (punto P_X).

e $x_m/\lambda = 26{,}65\,\%$ consente di ricavare le lunghezze x_M ed x_m che la linea deve avere per ottenere al suo ingresso rispettivamente la massima e la minima impedenza ohmica.

ESERCIZIO 4. *Si supponga che rilevando il diagramma delle onde stazionarie su una linea in cui* $Z_c = 150$ ohm *si ottenga il grafico di figura* 34

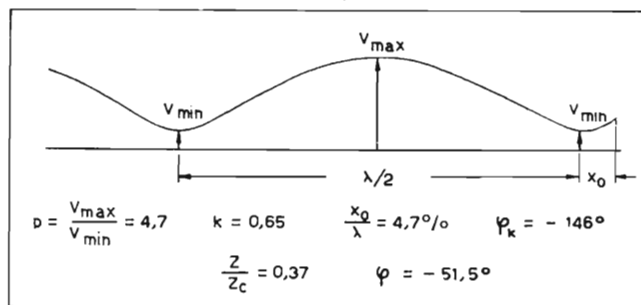



FIG. 34.
Diagramma di onde stazionarie rilevato lungo una linea. Da esso si deducono $p = 4{,}7$ e quindi dalla [18] $k = 0{,}65$; $x_0/\lambda = 4{,}7\%$ e quindi dalla [19] $\varphi_k = -146°$. Questi dati consentono di segnare il punto P sulla carta di Smith o sul grafico di figura 4. Da ambedue si ricava $Z/Z_c = 0{,}37$ e $\varphi = -51{,}5°$.

(*v. fig.* 12). *Determinare l'impedenza di carico e l'impedenza d'ingresso della linea nel punto di massima tensione.*

Soluzione. Dalla stessa figura 34 si ha:

$$p = 4{,}7 \quad ; \quad k = 0{,}65 \quad ; \quad x_0/\lambda = 0{,}047 \quad ; \quad \varphi_k = -146° \quad ;$$

sul diagramma di Smith (fig. 33) si può quindi segnare il punto P che rappresenta $\boldsymbol{Z}/Z_c$ (si noti che il tratto di linea x_0/λ va aggiunto, oltre il punto di minimo, *verso il carico*, quindi $x_0/\lambda = 4{,}7\,\%$ va portato in senso negativo sul cerchio esterno di figura 33; si può anche usare la scala in gradi di φ_k); risulta quindi:

$$\text{punto P:} \quad \frac{\boldsymbol{Z}}{Z_c} = \frac{R}{Z_c} + j\frac{X}{Z_c} = 0{,}23 - j\,0{,}29$$

ossia:

$$\boldsymbol{Z} = 0{,}23 \cdot 150 - j\,0{,}29 \cdot 150 = 34{,}5 - j\,43{,}5 \text{ ohm}$$

$$Z = \sqrt{34{,}5^2 + 43{,}5^2} = 55{,}5 \text{ ohm}$$

$$\varphi = \text{arctg}\,\frac{-0{,}29}{0{,}23} = \text{arctg}(-1{,}26) = -51°\,33' \,.$$

Il punto del diagramma ove si ha la massima tensione è il punto P'; l'impedenza relativa è ohmica e pari a $4,7\, Z_c$; si ha quindi:

$$R_M = 4,7\, Z_c = 705 \text{ ohm} \quad .$$

Il tratto di linea fra il carico e il punto di massima impedenza è:

$$x_0 + \lambda/4 = (0,047 + 0,25)\,\lambda = 0,297\,\lambda \quad .$$

Esercizio 5. *La frequenza di lavoro nel caso dell'esercizio precedente sia* $f = 100$ MHz $(\lambda = 3$ m$)$ *e la lunghezza della linea* $x = 0,6$ m. *Calcolare l'impedenza di ingresso.*

Soluzione. Si ha: $x/\lambda = 0,6/3 = 0,2 = 20\,\%$.

Ruotando in direzione oraria il punto P di un arco corrispondente al 20 % di λ si perviene al punto P_x (fig. 33); la lettura del grafico in corrispondenza di tale punto dà:

$$\frac{Z_x}{Z_c} = \frac{R_x}{Z_c} + j\,\frac{X_x}{Z_c} = 0,60 + j\,1,3 \quad ;$$

perciò si ha una componente ohmica:

$$R_x = 0,60 \cdot 150 = 90 \text{ ohm} \quad ;$$

una componente induttiva:

$$X_x = \omega L_x = 1,3 \cdot 150 = 195 \text{ ohm} \quad ;$$

per cui l'induttanza equivalente risulta:

$$L_x = X_x/\omega = 195/(6,28 \cdot 10^8) = \backsim 0,31\ \mu\text{H} \quad .$$

Il modulo dell'impedenza Z_x è dato da:

$$Z_x = \sqrt{90^2 + 195^2} = 215 \text{ ohm} \quad ,$$

e la sua fase:

$$\varphi_x = \operatorname{arctg}\frac{195}{90} = 65^\circ\, 10' \quad .$$

21. - Caso di una linea con perdite.

Se la costante di attenuazione α è nulla cioè se la linea si suppone senza perdite, un progressivo aumento della lunghezza x della linea con-

duce a percorrere, sia sulla carta rettangolare, sia sulla carta di Smith, un arco di circonferenza il cui parametro $p =$ cost (ossia $k =$ cost) dipende dall'impedenza di carico $\boldsymbol{Z}$. Tali circonferenze sono quelle esplicitamente disegnate sulla carta rettangolare e che circondano il punto di coordinate (1, 0) mentre sulla carta Smith sono le circonferenze con centro nel polo di figura 32a che non vengono esplicitamente disegnate. Perciò nella soluzione dell'esercizio 3 i punti A, B, A′, B′ stanno tutti sulla stessa circonferenza ($p = 2{,}85$, $k = 0{,}48$) e nella soluzione degli esercizi 4 e 5 i punti P, P′, P_x stanno sulla circonferenza $p = 4{,}7$, $k = 0{,}65$ come è indicato in figura 33.

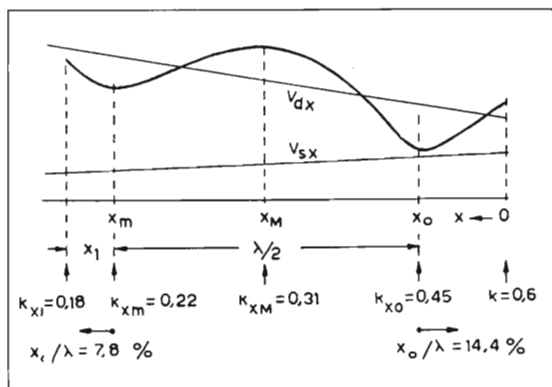



FIG. 35.
Onda stazionaria in una linea (p. es. telefonica) con perdite; V_{dx} e V_{sx} sono le ampiezze dell'onda incidente che viaggia verso destra e dell'onda riflessa che viaggia verso sinistra; i valori di k_x sono ottenuti facendo i rapporti $k_x = V_{sx}/V_{dx}$.

Se si considera invece una linea con perdite percorrendo la linea verso il generatore il rapporto k_x fra l'ampiezza dell'onda riflessa V_{sx} e quella l'onda incidente V_{dx} va diminuendo. Ciò significa che il luogo estremità di $\boldsymbol{k_x}$ al crescere di x è una spirale (invece che una circonferenza) percorsa verso raggi via via decrescenti. La spirale tende al punto di coordinate (1, 0) sulla carta rettangolare o al polo sulla carta di Smith. Infatti *una linea sufficientemente lunga, con perdite, presenta all'ingresso una impedenza che tende alla sua impedenza caratteristica, qualunque sia la impedenza di carico.*

ESERCIZIO 6. *Per chiarire i concetti sopra esposti si traccino, sia sulla carta rettangolare, sia sulla carta di Smith la spirale luogo dei punti che rappresentano l'impedenza d'entrata della linea, mano a mano che la lunghezza* x *cresce, nell'ipotesi che il diagramma di onde stazionarie rilevato sia quello di figura* 35 (vedi fig. 9).

Soluzione. Si considerino i punti a distanza dal carico pari a 0, x_0 (punto di minimo), $x_0 + \lambda/4 = x_M$ (punto di massimo), $x_0 + \lambda/2 = x_m$ (secondo punto di minimo) e il punto di estremità a distanza x_1 da x_m.

Per $x = 0$ si ha $V_{so}/V_{do} = k = 0{,}6$, $x_o/\lambda = 14{,}4\%$ quindi dalla [19] $\varphi_k = -76^\circ$. I valori di k e φ_k, usando il grafico di figura 4, consentono di ottenere:

$$Z/Z_c = 1{,}26 \;;$$

$$\varphi = -61{,}5^\circ \;;$$

il vettore $\boldsymbol{Z}/Z_c$ così individuato è segnato in figura 36 (carta rettangolare); esso ha la sua estremità sulla circonferenza $p = 4$ infatti per $k = 0{,}6$ si ha:

$$p = \frac{1+k}{1-k} = \frac{1{,}6}{0{,}4} = 4 \quad .$$

FIG. 36.
Spirale luogo dell'estremità del vettore Z_x/Z_c sul piano complesso (carta rettangolare) per la linea avente il diagramma di onde stazionarie di figura 35.

Sulla carta di Smith (figura 37) il valore di $k = 0{,}6$ e quello di $x_0/\lambda = 14{,}4\%$ (da portarsi in senso antiorario cioè «verso il carico» perchè dal punto di minimo occorre aggiungere il tratto di linea di lunghezza x_0 per arrivare al carico) individuano immediatamente il punto $x = 0$ e la lettura della carta consente di ottenere direttamente:

$$R/Z_c = 0{,}6 \;; \qquad X/Z_c = -1{,}1 \;; \qquad \varphi_k = -76^\circ \; .$$

A titolo di verifica si può ricavare:

$$Z/Z_c = \sqrt{0{,}6^2 + 1{,}1^2} = 1{,}253 \;; \qquad \varphi = \operatorname{arctg}\frac{-1{,}1}{0{,}6} = -61{,}5^\circ$$

come in precedenza.

Punto a distanza x_0 (minima impedenza ohmica R_m); dalla figura 35 si ha: $k_{xo} = V_{sxo}/V_{dxo} = 0{,}45$; $p_{xo} = 2{,}64$ (vedi punti indicati con x_0 nelle figure 36 e 37).

Punto a distanza $x_0 + \lambda/4 = x_M$ (massima impedenza ohmica R_M); dalla figura 35 si ha: $k_{xM} = V_{sxM}/V_{dxM} = 0{,}31$; $p_{xM} = 1{,}9$ (punti x_M).

Punto a distanza $x_0 + \lambda/2 = x_m$ (secondo minimo); dalla figura 35 si ha: $k_{xm} = V_{sxm}/V_{dxm} = 0{,}21$; $p_{xm} = 1{,}53$ (punti x_m).

FIG. 37.
Spirale che rappresenta sulla carta di Smith il luogo delle componenti del vettore Z_x / Z_c per la linea con perdite avente il diagramma di onde stazionarie di figura 35.

Punto di estremità di figura 35 alla distanza x_1 dal precedente minimo; dalla figura 35 si ha: $k_{x1} = V_{sx1}/V_{dx1} = 0{,}18$; $p = 1{,}44$; $x_1/\lambda = 7{,}8\%$ (punto segnato con x_1 all'estremità interna della spirale nelle figure 36 e 37).

I punti così ricavati ed altri che si possono ricavare analogamente consentono di tracciare le spirali tratteggiate nelle figure 36 e 37.

Si osservi che, nel caso considerato, l'attenuazione complessiva lungo

un tratto di linea pari ad una lunghezza d'onda cioè il prodotto $\alpha\lambda$ è supposto molto grande; infatti dalla figura 35 si ottiene:

$$\alpha\lambda = \backsim 0{,}17 \; ;$$

ciò si può manifestare in pratica quando la frequenza di lavoro è bassa (linee telefoniche) per cui λ risulta molto grande ([32]).

Invece per le radio frequenze elevate ed in particolare per le onde metriche l'attenuazione complessiva $\alpha\lambda$ lungo un tratto di lunghezza λ di una linea di buona qualità risulta molto piccola. D'altra parte alla lunghezza λ corrispondono due interi giri della spirale; questa risulta perciò a spire ravvicinate così da poter essere confusa con una circonferenza. Ciò giustifica il passaggio dal punto A ai punti A', B, B' e dal punto P ai punti P_x e P' lungo archi di circonferenza negli esercizi 3, 4, 5; la soluzione così ottenuta è rigorosa solo per una linea ideale senza perdite ma in pratica essa è valida per le linee reali di buona qualità quando la frequenza di lavoro è sufficientemente elevata (p. es. dai megahertz in su).

22. - Adattamento d'impedenza.

Supponiamo di dover alimentare con un generatore di impedenza interna $''\boldsymbol{Z} = R'' + jX''$ un carico di impedenza $\boldsymbol{Z}' = R' + jX'$ come è indicato in figura 38. Si possono presentare due casi:

a) si richiede il massimo trasferimento di potenza dal generatore al carico senza riguardo alla potenza dissipata nell'interno del generatore cioè senza curarci del rendimento di quest'ultimo;

b) il trasferimento di potenza deve essere massimo ma sono fissati limiti alla potenza dissipabile nell'interno del generatore, ovvero al suo rendimento.

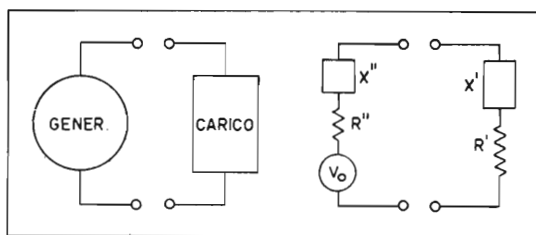



FIG. 38.
Generatore connesso al carico e relativo circuito equivalente

([32]) Per una linea bifilare di rame in cui sia $d = 2$ mm, $a = 200$ mm $f = 15000$ Hz $=$ 0,015 MHz. Si ha: $f/d^2 = 0{,}015/4 = 0{,}00375 = 37{,}5 \cdot 10^{-4}$ MHz/mm². Ricorrendo al grafico di figura 21 per $a/d = 100$ e $f/d^2 = 37{,}5$ si ricava $\alpha = 8 \cdot 10^{-4}$ ma poichè $f/d^2 = 37{,}5 \cdot 10^{-4}$ si avrà $\alpha = 8 \cdot 10^{-6}$. Si ha inoltre $\lambda = u/f = 2 \cdot 10^4$ m per cui: $\alpha\lambda = 8 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^4 = 16 \cdot 10^{-2} =$ $= 0{,}16$ valore prossimo a quello ricavato per il caso della figura 35.

È noto [33] che in ambedue i casi deve essere soddisfatta la condizione:

[64] $$X' = -X''$$

che rende massima la corrente nel circuito al variare di X'.

Nel caso *a*) al variare di R' la condizione che rende massima la potenza utilizzata dal carico risulta:

[65] $$R' = R'' \ ;$$

in tal caso però il rendimento è pari al 50 %; infatti una potenza uguale a quella utilizzata nel carico viene dissipata dalla resistenza R'' (che è uguale alla R') nell'interno del generatore.

Nel caso *b*) cioè quando sono imposti limiti di potenza o di rendimento del generatore, la condizione [65] non può essere soddisfatta ed R' deve essere convenientemente più grande di R'' in dipendenza dei limiti posti, tenendo presente che si ha:

[66] $$\eta = \frac{R'}{R' + R''} \ .$$

Il caso *b*) si presenta nella trasmissione di energia a frequenza industriale. Per frequenze acustiche e radio è invece molto comune il caso *a*).

Consideriamo ora il caso in cui l'utilizzatore è distante dal generatore (fig. 39a); essi dovranno allora essere collegati mediante una linea.

Se la lunghezza x di tale linea è trascurabile rispetto alla lunghezza d'onda λ, cioè se le frequenze in gioco sono sufficientemente ridotte, allora

---

[33] Ciò del resto si dimostra molto agevolmente. Si ha infatti (fig. 38b):

$$P' = R'I'^2 = \frac{R'V_0^2}{(R' + R'')^2 + (X' + X'')^2} \ .$$

Una prima condizione di massimo si ottiene annullando la reattanza del circuito cioè per $X'+X''=0$ ossia per $X' = -X''$. Soddisfatta questa prima condizione si ha:

$$P' = \frac{R'V_0^2}{(R' + R'')^2} \ .$$

Una seconda condizione di massimo che, assieme alla precedente, consente di ottenere il *massimo assoluto* si ottiene risolvendo l'equazione:

$$\frac{dP'}{dR'} = 0 \qquad \text{che fornisce:} \qquad R' = R'' \ .$$

l'impedenza offerta dalla linea col suo carico, ai morsetti di entrata connessi al generatore, è praticamente uguale all'impedenza del carico aumentata della resistenza ohmica complessiva della linea. Infatti la distribuzione della tensione e della corrente lungo la linea rimane pressochè inalterata proprio perchè la lunghezza x è trascurabile di fronte a λ. Si ricade quindi nel caso di figura 38 in cui R' è aumentata della resistenza serie della linea.

FIG. 39.
Adattamento d'impedenza: generatore, linea di trasmissione ed utilizzatore sono connessi in a) direttamente; in b) attraverso quadripoli di adattamento che possono essere a π a T o ad L (dissimetrici o simmetrici); in c) mediante traslatori.

Se invece la lunghezza x della linea non è trascurabile rispetto a λ allora solo in un caso l'impedenza di entrata risulta uguale a quella di carico al variare di x. Ciò, come s'è visto, succede quando l'impedenza di carico $\boldsymbol{Z}'$ è uguale alla impedenza caratteristica della linea Z_c che per linee di buona qualità è praticamente ohmica. Allora l'uguaglianza:

$$\boldsymbol{Z}' = Z_c \qquad [67]$$

attua la condizione di adattamento fra linea e carico.

Analogamente se il generatore è adatto a fornire la sua migliore prestazione su un carico di valore $\boldsymbol{Z}''$ (34) la linea deve offrire al suo ingresso tale impedenza $\boldsymbol{Z}''$; ma se è verificata la [67] l'impedenza d'ingresso offerta dalla linea è ancora pari a Z_c; perciò la condizione di adattamento fra generatore e linea è:

$$\boldsymbol{Z}'' = Z_c \; . \qquad [68]$$

Si osservi che la condizione di adattamento fra carico e linea, che annulla le onde stazionarie lungo la linea coincide con la condizione a) di massimo trasferimento di potenza dalla linea funzionante da generatore al carico; infatti la [67] si riduce alla [65] se si tien conto che per una linea di buona qualità Z_c è praticamente ohmica.

Tale adattamento di impedenza può essere effettuato in vari modi. Per

(34) Si noti che $\boldsymbol{Z}''$ coincide con la impedenza interna del generatore nel caso *a*); è invece diversa dall'impedenza interna del generatore nel caso *b*).

frequenze non troppo elevate si possono adottare i metodi classici costituiti da un opportuno quadripolo del tipo a π a T o ad L (fig. 39b) oppure da un conveniente traslatore (fig. 39c). Quest'ultimo sistema presenta anche il vantaggio di consentire l'accoppiamento fra due elementi l'uno bilanciato e simmetrico e l'altro sbilanciato e, p. es., con una estremità connessa a massa. Esso inoltre consente di isolare, per le componenti continue, un elemento della catena dell'altro.

Quando invece le frequenze sono così elevate che non è più possibile usare elementi di circuito a costanti concentrate allora il quadripolo di adattamento è costituito da un circuito a costanti distribuite: per lo più un tratto di linea simile a quella usata per la trasmissione.

Un metodo semplice per effettuare tale adattamento consiste nell'interporre fra i due elementi da adattare un tratto di linea di lunghezza pari a $\lambda/4$ e di impedenza caratteristica Z'_c diversa da quella Z_c della linea di trasmissione. Il valore di Z'_c si può calcolare con la [61] valida appunto per un tratto di linea di lunghezza pari ad un numero dispari di quarti d'onda. In base a tale formula si ha:

$$Z_c' = \sqrt{Z_c \cdot Z} \quad . \qquad [69]$$

Si noti che tale formula è valida sia per l'adattamento fra carico e linea, sia fra linea e generatore, purchè Z rappresenti, nel primo caso l'impedenza del carico e nel secondo l'impedenza che deve offrire la linea (adattata e con il suo carico) al generatore. Infatti, riferendosi alla figura 40 ove si è indicato con Z' l'impedenza del carico, con Z'_c l'impedenza caratteristica del tratto di linea di adattamento fra carico e linea, con Z''_c quella del tratto di adattamento fra linea e generatore e con Z'' l'impedenza che si deve ottenere all'ingresso del sistema per avere il migliore funziona-

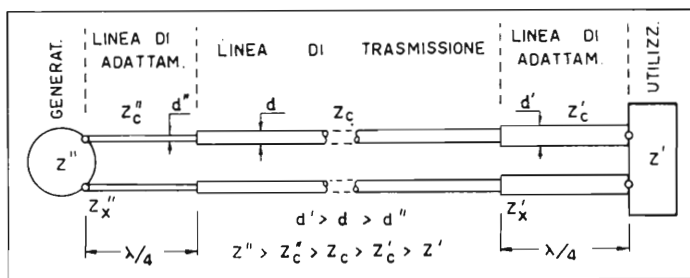



Fig. 40.
Adattamento dell'utilizzatore d'impedenza Z' alla linea d'impedenza caratteristica Z_c e di questa al valore Z'' richiesto per il corretto funzionamento del generatore, mediante due tratti di linea di lunghezza pari a $\lambda/4$ e di impedenza caratteristica pari rispettivamento a Z_c' e Z_c''. In figura si suppone $Z' < Z_c < Z''$; allora Z_c' in base alla [45] ha un valore compreso fra Z' e Z_c e Z_c'' ha un valore compreso fra Z_c e Z''; perciò $d' > d > d''$.

mento del generatore, se si pone:

$$Z_c' = \sqrt{Z_c Z'} \ , \qquad Z_c'' = \sqrt{Z_c Z''} \ ;$$

dalla [61] si ha:

$$Z_x' = Z_c'^2/Z' = Z_c \ , \qquad Z_x'' = Z_c''/Z_c = Z'' \ ,$$

cioè l'adattamento è ottenuto.

La voluta impedenza caratteristica dei tratti di linea di adattamento si ottiene scegliendo opportunamente il rapporto a/d se si tratta di una linea bifilare, o il rapporto D/d se si tratta di un cavo coassiale; normalmente per comodità costruttiva si lascia inalterato a (come è schematizzato in fig. 40) o rispettivamente D (fig. 41) e si varia solamente d.

FIG. 41.
Adattamento fra l'utilizzatore Z' e il cavo coassiale d'impedenza caratteristica Z_c mediante un tratto di cavo coassiale di lunghezza $\lambda/4$ e di impedenza caratteristica Z_c'.

Quand'è possibile è preferibile scegliere Z', Z_c, Z'' uguali tra loro in modo da evitare l'impiego dei tratti di linea di adattamento e, se ciò non è possibile, è bene cercare che i rapporti di adattamento Z'/Z_c e Z_c/Z'' siano piccoli, cioè conviene scegliere una linea di trasmissione con impedenza caratteristica Z_c intermedia fra Z' e Z''. Ciò peraltro può essere in contrasto con le condizioni di massimo illustrate nel precedente paragrafo 15.

FIG. 42.
Un tratto di linea di lunghezza pari a $\lambda/4$ con perdite è equivalente a un uguale tratto di linea con una resistenza in serie R_S e una resistenza in parallelo R_P.

Se le perdite del tratto di linea di adattamento, per quanto piccole non si vogliano trascurare, esse possono essere facilmente tenute in conto. Si può infatti dimostrare (bibl. 16, p. 102) che un tratto di linea di lunghezza pari a $x = \lambda/4$ con perdite è equivalente ad un uguale tratto di linea senza perdite, preceduto da una resistenza in serie R_S ed una in parallelo R_P (fig. 42) date da:

[70] $$R_S = \backsim 2 Z_c a x \ , \qquad R_P = Z_c/(a x) \ ,$$

come risulta dalle espressioni contenute nel paragrafo 14. Spesso si tiene conto solo di R_S.

Si può dimostrare inoltre che le perdite in una linea di lunghezza $x = n\,\lambda/4$, con n intero qualsiasi purchè non troppo grande, possono essere tenute in conto nello stesso modo.

Vi sono numerosi altri sistemi che consentono di effettuare il desiderato adattamento. Alcuni di essi, che hanno il vantaggio di poter essere aggiustati sperimentalmente con facilità, sono illustrati nella figura 43.

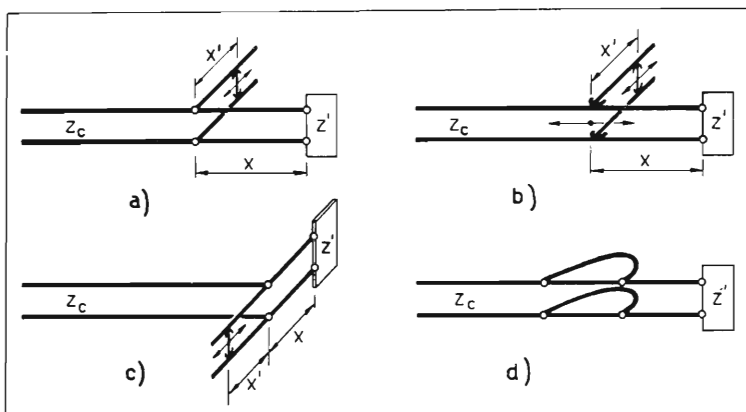



FIG. 43.
Altri metodi per effettuare l'adattamento d'impedenza fra l'utilizzatore Z' e la linea di trasmissione d'impedenza caratteristica Z_c.

Il primo e il secondo di essi consistono in un tratto di linea (generalmente uguale a quella di trasmissione) in cortocircuito (« stub ») di lunghezza x' regolabile, connessa ad una distanza x dall'impedenza di carico Z'; la distanza x può essere fissa (fig. 43a) o regolabile (fig. 43b) ([35]).

Il terzo sistema, indicato in figura 43c, consiste in una linea risonante di lunghezza totale $(x'+x)$ variabile regolando il ponticello di cortocircuito e connessa in un punto intermedio (eventualmente regolabile rendendo scorrevole la connessione) che presenti una impedenza uguale a quella caratteristica di trasmissione della linea (vedi § 11).

Infine il quarto sistema (fig. 43d) consiste nella connessione di una linea « rientrante » tale cioè che, partendo dalla linea di trasmissione sia connessa nuovamente a tale linea ([36]).

([35]) Per il dimensionamento di x ed x' si vedano p. es. bibl. 16 p. 103, 22 p. 189, 24 p. 350.
([36]) Per il dimensionamento vedi bibl. 22 p. 189.

CARTA O DIAGRAMMA CIRCOLARE DI SMITH

Consente la soluzione dei problemi di trasformazione delle impedenze mediante tratti di linea e quindi i problemi di adattamento fra carico e linea e tra linea e generatore.

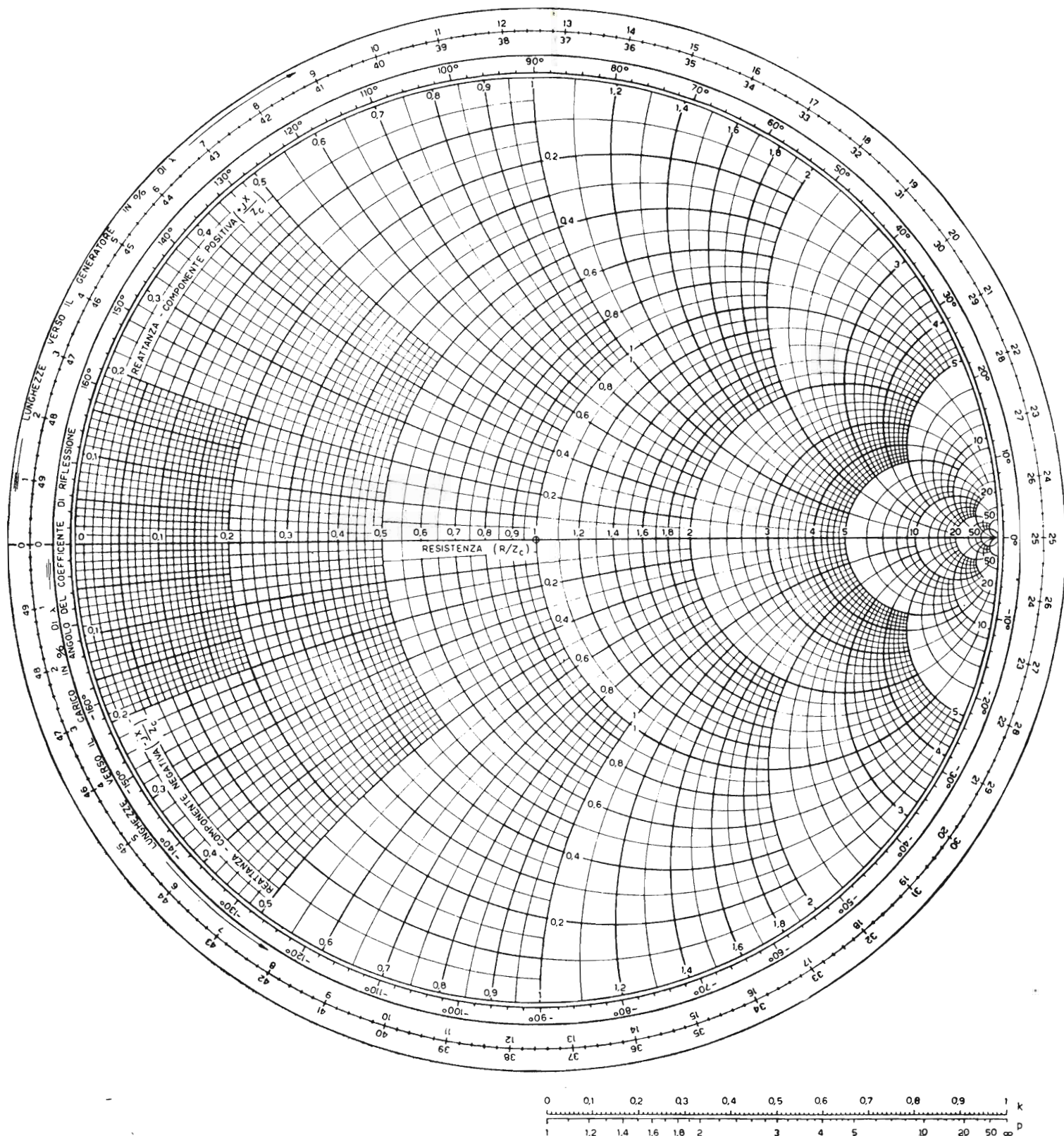
Considerando un sistema di coordinate polari che abbia come *polo* il centro del diagramma (ascissa $R/Z_c = 1$) e come *asse di riferimento* il raggio orizzontale verso destra, ogni punto del diagramma individua un valore complesso del coefficiente di riflessione $\boldsymbol{k}$ di cui il modulo $k = \dfrac{p-1}{p+1}$ è dato dal raggio (cioè dalla distanza del punto considerato dal polo) e l'argomento φ_k è dato dall'angolo formato dal raggio sopra considerato con l'asse di riferimento (1ª scala circolare graduata).

Le lunghezze della linea (espresse in percento di λ) sono indicate nella scala circolare esterna a partire dal punto ove l'impedenza della linea assume il suo minimo valore (per tale valore k risulta reale e *negativo* e quindi si trova sul prolungamento verso sinistra dell'asse di riferimento). La scala è segnata, sia per lunghezze crescenti verso il generatore, sia per lunghezze crescenti verso il carico. L'intera circonferenza corrisponde a $\lambda/2 = 50\ \%\ \lambda$.

Sovrapposte sulle coordinate polari (non segnate sull'area utile circolare della carta, ma individuabili mediante il raggio k misurabile per es. con il regolo sotto riportato e mediante l'arco della circonferenza esterna, graduata in base alla lunghezza della linea) sono state disegnate le coordinate circolari che individuano la componente reale o attiva R/Z_c e quella immaginaria o reattiva jX/Z_c, della impedenza Z della linea nel punto considerato, riferita all'impedenza caratteristica Z_c.

I legami fra k e Z sono appunto tali da rendere soddisfatta la coincidenza dei punti corrispondenti sui due sistemi di coordinate; perciò tale sovrapposizione permette di passare. con la semplice lettura delle corrispondenti coordinate. dai valori di k a quelli di Z e viceversa, in qualunque punto della linea.

NOTA: Copie separate del presente diagramma possono essere richieste alla LIBRERIA EDITRICE UNIVERSITARIA LEVROTTO & BELLA - Torin

Bella · Torino.

BIBLIOGRAFIA

Nota - La bibliografia sulle linee e sui cavi coassiali è molto vasta. Ci limiteremo a citare i principali lavori apparsi in italiano e quelli stranieri a cui si fa più diretto riferimento. In tali lavori si troveranno altre indicazioni bibliografiche.

RIVISTE

1) SOLERI E.: *I nuovi cavi per telefonia a grande distanza.* « Rass. P.T.T. », VII, n. 6 e 7, giug. e lug. 1935, p. 392 e 400.
2) REUKEMA L. E.: *Trasmission lines at very high radio frequencies.* « Trans. A.I.E.E. », LVI, 1937, p. 1002.
3) TREVES S.: *Trasmissione ad altissima frequenza su circuiti telefonici in cavo.* « Alta Frequenza », V, n. 3, marzo 1936, p. 147.
4) FODDIS G., SAPIENZA A.: *La trasmissione telefonica delle alte frequenze.* « Rass. P.T.T. », X, n. 2, febb. 1938, p. 104.
5) POLEDRELLI C.: *Considerazioni sul dimensionamento ottimo di linee bifilari ad alta frequenza.* « Alta Frequenza », VII, n. 7, lug. 1938, p. 435.
6) MALATESTA S.: *Misura del coefficente di attenuazione di cavi coassiali per frequenze altissime.* « Alta Frequenza », VIII, n. 8-9, ag.-sett. 1939, p. 495.
7) MALATESTA S.: *Condizioni di minima attenuazione per cavi coassiali per alte frequenze.* « Alta Frequenza », IX, n. 12, dic. 1940, p. 755.
8) ZIN G.: *Equazioni delle onde incidenti e riflesse nelle linee non uniformi a regime.* « Alta Frequenza », X, n. 3, marzo 1941, p. 149.
9) ZIN G.: *Sul comportamento delle linee non uniformi a regime.* « Alta Frequenza », X, n. 8-9, ag.-sett. 1941, p. 453.
10) ZIN. G.: *I transitori sulle linee non uniformi.* « Alta Frequenza », X, n. 12, dic. 1941, p. 707.
11) MICHELETTA C.: *Caratteristiche di propagazione di una linea a costanti uniformi.* « Alta Frequenza », XVI, n. 1, febb. 1947, p. 47.
12) GAZZERA-PRIAROGGIA G.: *Impedenza d'entrata di una linea disuniforme.* « Alta Frequenza », XVII, n. 3, giug. 1948, p. 99.
13) POSSENTI R.: *A proposito di alcune espressioni nuove per la costante di propagazione di linee uniformi.* « Alta Frequenza », XVII, n. 3, giug. 1948, p. 128.
14) BALBO BERTONE DI SAMBUY E.: *Diagramma per il calcolo delle costanti di propagazione.* « Alta Frequenza », XVII, n. 6, dic. 1948, p. 274.
15) SCHIAFFINO P., ALBANESE L.: *Cavi coassiali.* « Rass. P.T. », XVII, n. 2, febb. 1949, p. 85.
16) VAN HOFWEEGEN J. M.: *Application of trasmission lines in ultra high frequency technique.* « Electronic Appl. Bull. », X, n. 3, 4, 5, febb., mar. apr. 1949, p. 57, 96, 122.
17) SARTI A.: *Studio statistico delle irregolarità dei cavi coassiali.* « Alta Frequenza », XVIII, n. 5, ott. 1949, p. 195.
18) BRIGANTI E.: *Misura delle costanti dielettrica e di assorbimento alle altissime frequenze.* « Alta Frequenza », XVIII, n. 6, dic. 1949, p. 243.
19) CODELUPI R.: *Un nuovo metodo per la misura dell'impedenza delle coppie coassiali.* « Rass. P.T. », XVIII, n. 10, ott. 1950, p. 377.
20) CASTELLI E.: *Antenne televisive a larga banda. Soluzione grafica dei problemi di adattamento.* « Elettronica », III, lug.-ag. 1954, p. 171.

LIBRI

21) TREVES S.: *Corso di telefonia.* Parte II. « S.T.E.N. », Torino, 1933-34.
22) TERMAN F. E.: *Radio Engineers' Handbook.* « McGraw-Hill », New York, 1943, p. 172-197.
23) PINCIROLI A.: *Complementi di elettrotecnica.* « Levrotto & Bella », Torino, 1951, Cap. VII.
24) LE PAGE W. R., SEELY S.: *General network analiysis.* « McGraw-Hill », New York, 1952, Cap. IX.

Principali grandezze e simboli usati nel capitolo IV.

f = frequenza delle onde e.m. agenti nella guida;
λ = lunghezza d'onda nello spazio libero ed anche delle onde componenti nella guida;
u = velocità di propagazione delle onde nello spazio libero ed anche delle onde componenti nella guida;
a = altezza di una guida rettangolare (secondo l'asse y);
b = base di una guida rettangolare (secondo l'asse x);
p = b/a
r = raggio di una guida circolare $D = 2r$ = diametro;
θ = angolo assunto come parametro in una guida circolare (fig. 1b);
E = componente elettrica del campo elettromagnetico;
H = componente magnetica del campo elettromagnetico;
φ = angolo fra l'asse di propagazione di un'onda componente e l'asse z della guida;
λ' = lunghezza d'onda del campo risultante nell' interno della guida;
u' = $\lambda' f$ = *velocità di fase* corrispondente a λ';
u_{gr} = $u \cos \varphi$ = *velocità di gruppo* = velocità di ciascuna componente secondo l'asse z della guida;
f_c = *frequenza critica o di taglio* (limite minimo delle frequenze trasmesse);
λ_c = *lunghezza d'onda critica o di taglio* (limite massimo delle λ trasmesse);
ν = $f_c/f = \lambda/\lambda_c < 1$ = rapporto fra la frequenza critica e quella di lavoro;
α = costante di attenuaz. (dB/m);
β = costante di fase;
γ = $\alpha + j\beta$ = costante di propagazione;
ε_r = costante dielettrica relativa del dielettrico nell'interno di una guida;
m,n = pedici usati per caratterizzare il « modo » di propagazione lungo la guida (v. fig. 1 e § 4 e 5 rispettivamente per le guide rettangolari e circolari).
h = costante dipendente dal modo considerato (v. tab. 2);
P = potenza trasferibile lungo una guida d'onda;
E_{max} = rigidità dielettrica (V/cm);
K_z = impedenza caratteristica unitaria (cioè per cm^2 di sezione) di una guida d'onda;
Z_c = impedenza caratteristica di una guida d'onda;
k = coefficiente di riflessione.

CAPITOLO IV.

GUIDE D'ONDA

1. - Struttura di una guida d'onda.

Strutturalmente una guida d'onda si presenta come un tubo a pareti metalliche, di sezione qualunque, ma solitamente rettangolare o circolare (fig. 1), vuoto nell'interno, o meglio contenente aria o altro dielettrico. Entro questo tubo e con opportuna eccitazione, può propagarsi un'onda elettromagnetica.

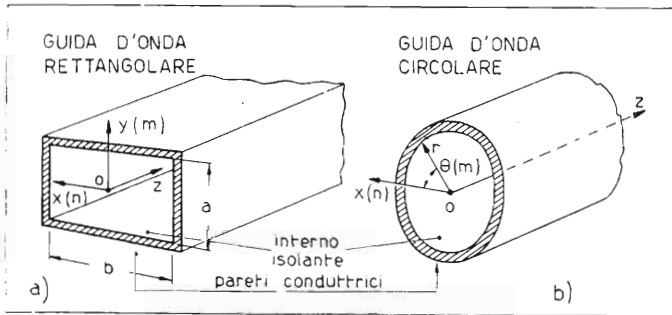



FIG. 1

Struttura e sistemi di coordinate delle guide rettangolari e circolari; m ed n sono l'ordine dell'armonica rispettivamente secondo y ed x nella guida rettangolare e secondo θ ed x in quella circolare.

La trasmissione di onde elettromagnetiche entro tubi metallici fu studiata, già verso la fine del secolo scorso da Lord Rayleigh e da altri fisici ma la cosa non ebbe un seguito sperimentale che verso il 1935, quando si poterono produrre con una certa facilità, onde centimetriche persistenti. Successiva-

mente, durante la seconda guerra mondiale, ad opera della macchina scientifica ed industriale americana, venne studiato e brillantemente risolto il problema del radar e collateralmente si sviluppò anche la tecnica delle guide d'onda e quella dei risuonatori a cavità che verranno studiati nel prossimo capitolo.

2. - Possibilità della trasmissione su guida d'onda.

Per esaminare la possibilità di trasmettere, entro una guida, energia elettromagnetica oscillante, sarebbe necessario procedere ad una laboriosa indagine fisico-matematica fondata sulle equazioni di Maxwell (v. per es. bibl. 3); qui però ci limiteremo ad enunciare le caratteristiche della propagazione stessa e a darne qualche sommaria giustificazione.

La trasmissione in una guida d'onda occupa, per così dire, una posizione intermedia tra quella sulle classiche linee a due conduttori e la propagazione nello spazio libero: in comune con la prima ha la necessità di un supporto, ossia di qualche cosa che incanali il flusso di energia, in comune con la seconda ha il modo con cui tale energia si trasmette, cioè il *mutuo concatenarsi di linee di forza elettriche con linee di forza magnetiche.* In maniera grossolana, ma forse efficace, si può dire che la propagazione entro una guida si ottiene, imprigionando le radioonde in un tubo metallico. Si intuisce però come sia necessario, perchè la cosa divenga possibile, che l'onda possa adattarsi entro il tubo (abbia cioè piccola lunghezza d'onda) e possa quindi modificarsi rispetto alla struttura che essa ha nello spazio libero ed indefinito.

Riassumiamo ora alcune proprietà elementari della propagazione di un'onda elettromagnetica nello spazio libero ed indefinito:

1) Ad una certa distanza dalla sorgente (antenna o altro) e per una piccola estensione rispetto alla distanza suddetta, le onde si possono considerare piane e cioè i luoghi dei punti dove il vettore elettrico o quello magnetico hanno lo stesso valore istantaneo (superfici del fronte d'onda o superfici equifasi) sono piani ortogonali alla congiungente del punto considerato con la sorgente dell'onda.
2) L'onda elettromagnetica è un *fenomeno puramente trasversale*, cioè le direzioni dei vettori elettrico e magnetico sono ortogonali tra loro e ortogonali alla direzione di propagazione; per cui non esiste alcuna componente del campo nella direzione della propagazione.

3) Le superfici del fronte d'onda si spostano con la velocità u della luce indipendente dalla frequenza f; vale la nota relazione:

$$\lambda f = u \quad .$$

4) Se un'onda incontra una superficie infinitamente conduttrice, essa viene riflessa con le note leggi dell'ottica, ciò avviene perchè si inducono nella superficie metallica correnti, che generano una seconda onda (onda riflessa). L'onda incidente e l'onda riflessa danno luogo a un campo risultante che ha, nei punti adiacenti alla superficie, le componenti tangenziale elettrica e normale magnetica che sono nulle.

Quest'ultima condizione è quella che determina la forma del campo elettromagnetico vicino alle pareti metalliche.

La riflessione di un'onda incidente su una superficie piana infinitamente conduttrice è illustrata in figura 2 nei casi in cui uno dei due vettori componenti l'onda incidente giunga tangenzialmente alla superficie; nel primo caso (TM) tangenziale alla superficie è il campo magnetico H; nel secondo (TE) quello elettrico E. Come s'è detto nel punto d'incidenza O la risultante elettrica deve essere ortogonale alla superficie o nulla e quella magnetica tangenziale alla superficie. Perciò nel primo caso l'onda riflessa sarà associata al vettore elettrico E' che, composto con E, dà una risultante ortogonale alla superficie; E' sarà, a sua volta associato alla corrente I ortogonale al campo H. Nel secondo caso l'onda riflessa sarà associata al vettore elettrico E', uguale ed opposto ad E (campo elettrico risultante in O nullo) e al vettore magnetico H' che

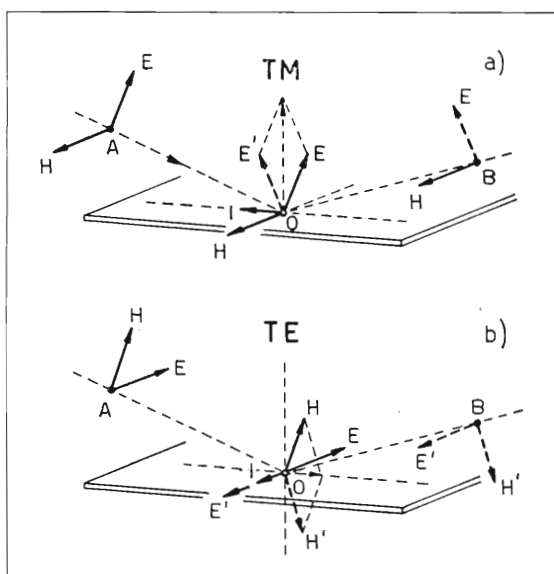



FIG. 2
Riflessione di un'onda elettromagnetica su una superficie piana; TM: il vettore magnetico è tangenziale alla superficie; TE: il vettore elettrico è tangenziale. La rappresentazione nei punti A, O, B, corrisponde agli istanti diversi nei quali l'onda raggiunge successivamente tali punti.

composto con H dà un campo magnetico risultante tangenziale alla superficie. A questi due campi è associata la corrente I ortogonale ad H ed H'. Si noti che nella figura 2 i vettori nei punti A, O, B, sono rappresentati come si presentano in tre istanti successivi intervallati fra loro del tempo necessario affinchè l'onda si propaghi da A a O ed a B rispettivamente.

Se le pareti non sono infinitamente conduttrici le cose si complicano, ma per il caso dei metalli come rame, ottone alluminio ecc. che comunemente si dicono buoni conduttori, il fenomeno rimane sostanzialmente invariato, salvo che si ha una dissipazione di energia da parte delle correnti indotte sulle pareti.

Da quanto visto, si intuisce subito come un'onda propagantesi entro un tubo a pareti metalliche, debba avere una distribuzione delle linee del campo elettromagnetico ben diversa da quella di un'onda piana nello spazio libero e ciò per le condizioni imposte dalle pareti, che, essendo conduttrici, annullano le componenti tangenziali del campo elettrico e normali del campo magnetico, sicchè le linee del campo elettrico dovranno essere normali alle pareti e quelle del campo magnetico tangenziali.

3. - Caratteristiche della propagazione in una guida rettangolare.

Un punto di vista comodo per una facile comprensione del meccanismo e delle caratteristiche della propagazione di un'onda guidata entro un tubo, è quello di riguardarla come risultante della interferenza di più onde elementari piane che si propagano riflettendosi a zig-zag sulle pareti. La interferenza delle onde elementari deve essere tale che, in corrispondenza delle pareti, il vettore elettrico sia sempre normale ad esse e quello magnetico tangenziale.

Tale punto di vista, affacciato per la prima volta da L. Brillouin, è particolarmente istruttivo per il caso della guida rettangolare.

Nella figura 3 è rappresentata una guida rettangolare la cui sezione ha le dimensioni a (altezza) e b (base): in a) è rappresentata una sezione trasversale ed in b) una sezione longitudinale verticale (parallela al lato a); in c) una sezione prospettica che continua in d) in sezione orizzontale. Nella sezione prospettica non è rappresentata la parete b posteriore per semplicità di disegno.

In c) sono raffigurati due raggi partenti dal punto O, di due onde piane polarizzate e inclinate dell'angolo φ rispetto all'asse z della guida; tali onde, giunte alle pareti, si riflettono.

Si sono indicate le direzioni del vettore elettrico e magnetico a intervalli di mezza onda (rappresentati quindi tutti nello stesso istante).

Tali vettori sono stati contrassegnati col pedice 1 per l'onda che nel disegno procede verso l'alto e col pedice 2 per l'onda che procede verso il

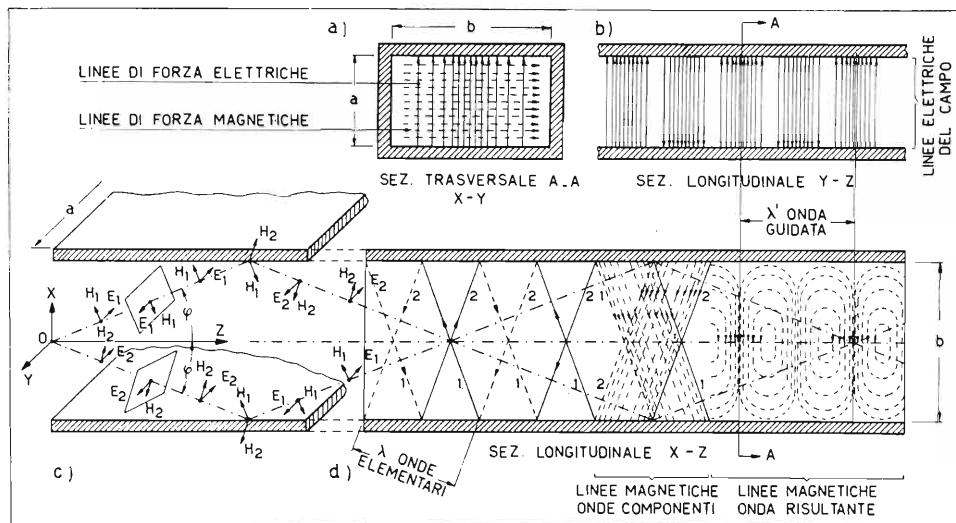



Fig. 3

Rappresentazione schematica della propagazione del campo elettromagnetico in una guida d'onda rettangolare con eccitazione TE_{01}. L'onda guidata si può considerare come la risultante di due onde piane simmetricamente inclinate dell'angolo φ, rispetto all'asse z della guida; l'interferenza fra le due onde componenti determina la configurazione del campo risultante. La rappresentazione dei vettori E ed H corrisponde allo stesso istante per tutti i punti.

basso, per cui il pedice 1 diventa 2 dopo una riflessione e viceversa. Il vettore elettrico è sempre parallelo all'asse y, il vettore magnetico ha invece una componente secondo x ed una secondo z.

Le rette normali alla direzione di propagazione delle onde componenti contrassegnate con 1 e 2 (fig. 3d) rappresentano le sezioni dei piani equifasi ossia dei fronti dell'onda 1 e dell'onda 2 rispettivamente; precisamente le linee a tratteggio indicano piani dove il campo è massimo positivo (vettore E rivolto verso l'osservatore) e quelle a segno continuo indicano piani dove il campo è massimo negativo (vettore E rivolto contro il disegno): esse distano una dall'altra di mezza lunghezza d'onda.

Nell'ultima parte della figura 2d è rappresentato schematicamente l'andamento della componente magnetica del campo risultante dell'onda guidata.

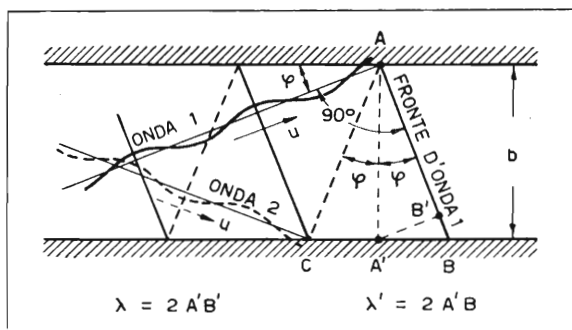



Fig. 4

I fronti, delle due onde componenti in ogni punto della parete della guida, devono avere valore uguale e contrario, per es. massimo in A e in C. Si può così fissare la lunghezza d'onda $\lambda' =$ CB nella guida.

Come s'è già detto, sulle pareti conduttrici della guida la componente tangenziale del campo elettrico deve essere nulla. Affinchè tale condizione sia soddisfatta, fra larghezza b della guida, angolo φ e lunghezza λ delle onde componenti, deve essere verificata una relazione che si può facilmente stabilire. Consideriamo a tale scopo la figura 4 che riproduce la figura 3d. Affinchè nel punto A la componente tangenziale del campo elettrico sia nulla occorre che l'onda 1 e l'onda 2 presentino in A campi di valore uguale e di segno contrario: per esempio possono avere, l'uno valore massimo positivo (fronte d'onda segnato con linea continua) l'altro massimo negativo (fronte d'onda tratteggiato). La stessa cosa deve succedere in C quindi anche per C deve passare un fronte massimo positivo dell'onda 1. La distanza fra questi due fronti dell'onda 1 (segnati con linea continua) è ovviamente uguale (o multipla) della lunghezza λ dell'onda incidente. Si ha perciò:

$$\lambda = 2\text{A}'\text{B}' = 2b \operatorname{sen} \varphi \ . \qquad [1]$$

Il campo risultante dall'effetto combinato dei due campi componenti (fig. 3d a destra) ha i suoi massimi ad una distanza λ' (*lunghezza d'onda nella guida*) pari a 2 A'B (fig. 4) cioè:

$$\lambda' = 2\text{AB} \operatorname{sen} \varphi = \frac{2b}{\cos \varphi} \operatorname{sen} \varphi = 2b \operatorname{tg} \varphi \ ;$$

tenendo conto della [1] si ha:

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\cos \varphi} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \operatorname{sen}^2 \varphi}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/2b)^2}} \ . \qquad [2]$$

La lunghezza d'onda nella guida λ' è dunque più grande della lunghezza d'onda λ delle onde libere nello spazio (o delle singole onde componenti nella guida) e poichè la frequenza f dell'onda risultante coin-

cide ovviamente con quella delle onde componenti, anche la velocità u' di propagazione dell'onda nella guida è maggiore di quella dell'onda libera nello spazio. Si ha infatti: $u' = \lambda' f = \lambda f / \cos\varphi$, ossia:

$$u' = \frac{u}{\cos\varphi} = \frac{u}{\sqrt{1-(\lambda/2b)^2}} . \quad [2']$$

Tale velocità di propagazione delle onde risultanti nella guida si chiama *velocità di fase.*

Viceversa se consideriamo che ciascuna onda componente percorre la guida a zig-zag con velocità u (fig. 5) la velocità media u_{gr} di ciascuna componente lungo l'asse della guida risulterà minore di u; quest'ultima velocità u_{gr} si chiama *velocità di gruppo.* Si ha ovviamente:

$$u_{gr} = u \cos\varphi = u\sqrt{1-(\lambda/2b)^2} \quad [3]$$

e quindi:

$$u = \sqrt{u_{gr} u'} \quad [4]$$

cioè la *velocità delle onde elettromagnetiche, nello spazio libero* ($3 \cdot 10^8$ m/s) *è uguale alla media geometrica della velocità di fase e della velocità di gruppo.*

FIG. 5
Cammino di una delle due onde componenti in tre casi diversi.

Per lunghezze d'onda λ molto piccole rispetto alla dimensione b della guida le differenze fra u_{gr}, u e u' risultano piccole e l'angolo φ prossimo a zero. Col crescere di λ e quindi col diminuire della frequenza in giuoco, l'inclinazione φ delle onde componenti che rende soddisfatte le condizioni alle pareti va via via crescendo come è illustrato nelle figure 5a, b, c. Di conseguenza il rapporto:

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{u'}{u} = \frac{u}{u_{gr}} = \frac{1}{\cos\varphi} \quad [5]$$

va crescendo; al limite per $\varphi = 90^\circ$ si ha:

[6] $\varphi = 90^\circ$; $\cos\varphi = 0$; $\lambda' = \infty$; $u' = \infty$; $u_{gr} = 0$;

il valore λ_c (*lunghezza d'onda critica*) di λ per il quale si verificano le condizioni [6] come risulta ovviamente dalla [1] è dato da:

[7] $$\lambda_c = 2b \ .$$

Per tale lunghezza d'onda e per tutte le lunghezze d'onda più grandi le onde elementari non si propagano più lungo l'asse della guida ma oscillano fra una parete e l'altra; perciò la guida non è più adatta alla trasmissione dell'energia elettromagnetica. La lunghezza d'onda critica λ_c viene chiamata anche *lunghezza d'onda di taglio* e la corrispondente frequenza:

[7′] $$f_c = \frac{u}{\lambda_c} = \frac{u}{2b}$$

si chiama *frequenza di taglio* o *frequenza critica.* La guida d'onda si presta solo alla trasmissione di onde con frequenza superiore ad essa.

Lungo un tratto di guida pari a λ' si ha una rotazione di fase di 2π radianti; perciò la rotazione di fase β (*costante di fase*) lungo un tratto unitario della guida è data da:

[8] $$\beta = \frac{2\pi}{\lambda'} = \frac{2\pi}{\lambda}\cos\varphi \qquad \text{(radianti)} \ .$$

Poniamo $\nu = f_c/f = \lambda/\lambda_c < 1$; consideriamo ora il triangolo AA′B′ di figura 4; si ha $AA' = \lambda_c / 2$, $A'B' = \lambda / 2$, perciò:

[9] $$\nu = \frac{A'B'}{AA'} = \frac{\lambda}{\lambda_c} = \frac{f_c}{f} = \operatorname{sen}\varphi = \sqrt{1 - \cos^2\varphi} \ .$$

[9′] $$\cos\varphi = \sqrt{1 - \nu^2}$$

Infine dalle [5] e [9] si ha:

[10] $$(\lambda/\lambda')^2 + (f_c/f)^2 = \cos^2\varphi + \operatorname{sen}^2\varphi = 1 \ .$$

In sostanza la guida d'onda funziona come un *filtro passa alto* con frequenza di taglio determinata dalla dimensione b della guida.

Il fatto che, per ottenere la propagazione, la guida debba avere dimensioni paragonabili a quelle dell'onda trasmessa, limita il pratico impiego delle guide esclusivamente alle onde ultracorte.

4. - Vari "modi" di propagazione.

Una prima importante osservazione che si può trarre dall'esame della configurazione del campo nell'esempio, riguardante la guida rettangolare, sopra considerato, ma che è valida in tutti i casi di onde guidate è la seguente:

il campo risultante non ha, come nelle onde piane, il vettore elettrico e il vettore magnetico sempre ortogonali alla direzione di propagazione, cioè l'onda non è puramente trasversale ma esiste, nel caso di figura 3, una *componente longitudinale del campo magnetico mentre solo il campo elettrico è effettivamente trasversale.* In altri casi vi è, invece, una *componente longitudinale del campo elettrico mentre solo il campo magnetico è trasversale. Non è possibile la propagazione di un'onda entro la guida senza che il campo elettromagnetico presenti una componente longitudinale,* a meno che non vi sia nell'interno un secondo conduttore, nel qual caso non si può più parlare di guida d'onda bensì di cavo (p. es. cavo coassiale).

Il «modo» di propagazione di figura 3 in cui la *componente longitudinale* è *magnetica* si indica con H o meglio, ricordando che in tal caso la componente *Trasversale* è quella *Elettrica,* con TE:

il «modo» di propagazione in cui la *componente longitudinale è elettrica* si indica con E o meglio con TM (*Trasversale Magnetica*).

L'esempio considerato in figura 3 è il più semplice «modo» di tipo H o TE che si può avere in una guida rettangolare, ma è ovvio che si possono avere configurazioni del campo più complesse che soddisfano ugualmente alle condizioni imposte alle pareti. In particolare nel caso della figura 3 il campo elettrico non solo è trasversale ma è anche parallelo all'asse y (lato a) mentre è ovvio che esso può rimanere trasversale anche se è parallelo all'asse x (lato b) o addirittura inclinato rispetto ad x e ad y purchè rimanga sul piano x, y.

In quest'ultimo caso il campo può essere immaginato come risultante dalla combinazione di quattro onde elementari, due come quelle indicate in figura 3c e due ruotate rispetto a queste di 90° attorno a z cioè complanari con l'asse y invece che con l'asse x come le due precedente-

mente considerate [1]. Si può dedurre analiticamente e si può intuire riferendosi alla figura 3 che nella sezione della guida si otterrà una configurazione delle linee di forza del campo elettrico (linee continue) come quella illustrata in figura 6b; essa è messa a confronto (fig. 6a) con quella del caso precedente (fig. 3a). Il confronto mostra che nel primo caso (figg. 3a e 6a) lungo le pareti, nella direzione y il campo è nullo mentre nella direzione x il campo ha intensità variabile secondo una semisinusoide. Ciò viene indicato sinteticamente apponendo alla sigla che indica il «modo» due pedici che in tal caso saranno 0 ed 1 cosicchè la configurazione del campo sarà individuata dalla sigla TE_{01} (oppure H_{01} meno usata).

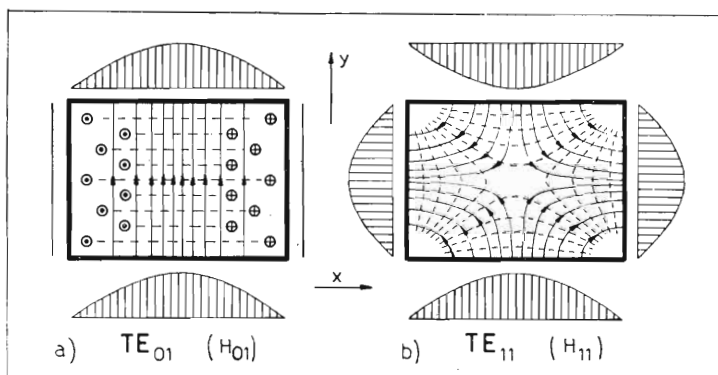



FIG. 6
Configurazione del campo nella sezione trasversale in una guida rettangolare: a) modo TE_{01}; b) modo TE_{11}. Le linee continue rappresentano le linee di forza del campo elettrico complanari col piano del disegno; quelle a tratti le proiezioni delle linee di forza del campo magnetico.

Invece nel caso di figura 6b il campo lungo le pareti, pur risultando sempre normale ad esse, come deve essere, ha intensità variabile secondo una semisinusoide sia nella direzione y sia nella direzione x perciò la sua configurazione sarà individuata dalla sigla TE_{11} (o H_{11}).

Si può formare una guida di sezione più grande eccitata da onde aventi la stessa frequenza e configurazione immaginando di accoppiare opportunamente un numero più o meno grande di guide d'onda ciascuna con una delle

(1) Si noti che se $a \neq b$ (guida a sezione rettangolare) per rendere soddisfatte le condizioni alle pareti, le due onde componenti, già rappresentate in fig. 3c, devono avere una inclinazione φ rispetto all'asse z che può essere ricavata dalla [1]; invece, sempre allo scopo di soddisfare alle condizioni sulle pareti, le altre due onde componenti ruotate di 90° attorno a z devono avere una inclinazione φ_y tale che sia $\lambda = 2a \operatorname{sen} \varphi_y$.

configurazioni semplici sopra indicate; naturalmente le pareti metalliche interne sono soppresse e rimangono solo le pareti esterne.

Così in figura 7a si immagina raddoppiata la dimensione della guida nella direzione x, mentre non è variata la dimensione secondo la direzione y ([2]); si hanno così affiancate ed in opposizione di fase due configurazioni come quelle di figura 6a; la configurazione complessiva sarà quindi caratterizzata dalla sigla TE_{02}; lungo la direzione x il campo elettrico varia di ampiezza secondo un'intera sinusoide (= 2 semisinusoidi).

Fig. 7
Configurazione del campo per « modi armonici ».

In figura 7b si hanno invece affiancate 4 configurazioni come quella di figura 6b; le dimensioni della guida si immaginano raddoppiate, sia nella direzione x, sia nella direzione y. Il modo di propagazione sarà TE_{22}.

In generale si potrà ottenere un qualsiasi modo caratterizzato dalla sigla TE_{mn} dove m è il numero delle semisinusoidi secondo cui varia l'inten-

([2]) La variazione della dimensione secondo y non fa variare il « modo » di propagazione. Si osservi a tale proposito che nella illustrazione del fenomeno fatta con l'ausilio della figura 3 si fa astrazione dalla presenza delle pareti parallele ad x e la propagazione si potrebbe ottenere fra due piani conduttori indefiniti e paralleli a distanza b.

sità del campo elettrico nella direzione y (lato a) ed n quello secondo la direzione x (lato b, vedi fig. 1).

Naturalmente, invece che immaginando di ingrandire la sezione della guida d'onda, tutti i diversi modi di propagazione sopra elencati si possono ottenere immaginando di ridurre convenientemente la lunghezza delle onde eccitatrici ossia aumentando la frequenza.

Questi modi di eccitazione si chiamano «*modi armonici*» mentre i modi TE_{01} e TE_{11} sono «*modi fondamentali*». Naturalmente, a parità di dimensioni della guida le frequenze di taglio risultano tanto più elevate quanto maggiore è l'ordine delle armoniche.

Come si è già detto oltre alle configurazioni del campo di tipo TE ora considerate, vi sono le configurazioni di tipo TM in cui, complanari con la sezione trasversale xy della guida, troviamo le linee di forza, chiuse su se stesse, del campo magnetico (fig. 8a, linee a tratti), invece di quelle, terminanti sulle pareti, del campo elettrico, come si ha nelle configura-

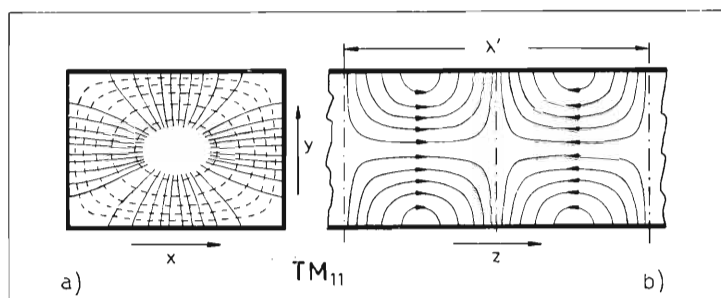



FIG. 8
Configurazione del campo nella sezione trasversale a) ed in quella longitudinale b) in una guida rettangolare con eccitazione TM_{11}. Le linee tratteggiate rappresentano le linee del campo magnetico complanari col piano trasversale; quelle continue sono invece le proiezioni delle linee di forza elettriche.

zioni TE; reciprocamente, nella sezione longitudinale della guida con eccitazione TM troviamo le linee di forza del campo elettrico (linee continue), terminanti sulle pareti (fig. 8b), in luogo di quelle chiuse del campo magnetico che si hanno lungo le sezioni longitudinali nelle configurazioni TE (fig. 3d a destra).

Si noti che nelle figure 6 e 8, oltre alle linee di forza complanari col piano del disegno, che sono quelle elettriche in figura 6 e quelle magnetiche in figura 8a, si sono segnate anche le *proiezioni* sul piano del disegno delle linee di forza del campo magnetico in figura 6 e di quello elettrico in figura 8.

Si osservi inoltre che nel modo TM sono le linee di forza elettriche

che presentano una componente lungo l'asse z della guida (fig. 8b) invece delle linee di forza magnetiche come succede per i modi TE (fig. 3d).

Infine come per il modo TE anche per il modo TM si possono considerare le *configurazioni armoniche*, oltre che quella fondamentale illustrata dalla figura 8. Così il modo TM_{mn} avrà una configurazione del campo che si può desumere immaginando di accoppiare un numero pari ad $m.n$ guide, m nella direzione y, n nella direzione x.

I valori di $\cos\varphi$ (da cui con le [2], [3], [8] ecc. si possono dedurre λ', u', u_{gr}, β ecc.) e di λ_c sono dati, per i vari modi di propagazione, dalle espressioni contenute nella seguente tabella 1; le formule [2] e [7] sono già state ricavate; le formule [11], [12] e [11'], [12'] sono riportate dai lavori citati nella bibliografia.

TABELLA 1.

a = lato nella direzione y; b = lato nella direzione x (fig. 1a).

« Modo » di oscillazione	$\cos\varphi$	λ_c	Numero delle formule
TE_{01}	$\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}$	$2b$	[2] [7]
TE_{11} / TM_{11}	$\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2-\left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}$	$\frac{2}{\sqrt{(1/a)^2+(1/b)^2}}$	[11] [12]
TE_{mn} / TM_{mn}	$\sqrt{1-\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2-\left(\frac{n\lambda}{2b}\right)^2}$	$\frac{2}{\sqrt{(m/a)^2+(n/b)^2}}$	[11'] [12']

5. - Guida d'onda a sezione circolare.

Benchè la configurazione del campo e le relative equazioni differiscano da quelle riguardanti le guide d'onda rettangolari, nelle guide a sezione circolare (fig. 1b) si hanno nuovamente i due tipi di propagazione precedentemente considerati: quello in cui vi è una componente longitudinale magnetica, mentre il campo elettrico è trasversale, cioè le linee di forza elettriche sono complanari con le sezioni normali della guida (« modo » H o TE); e quello in cui la componente longitudinale è elettrica, mentre il

campo magnetico è trasversale, cioè ha le linee di forza complanari con le sezioni normali della guida («modo» E o TM).

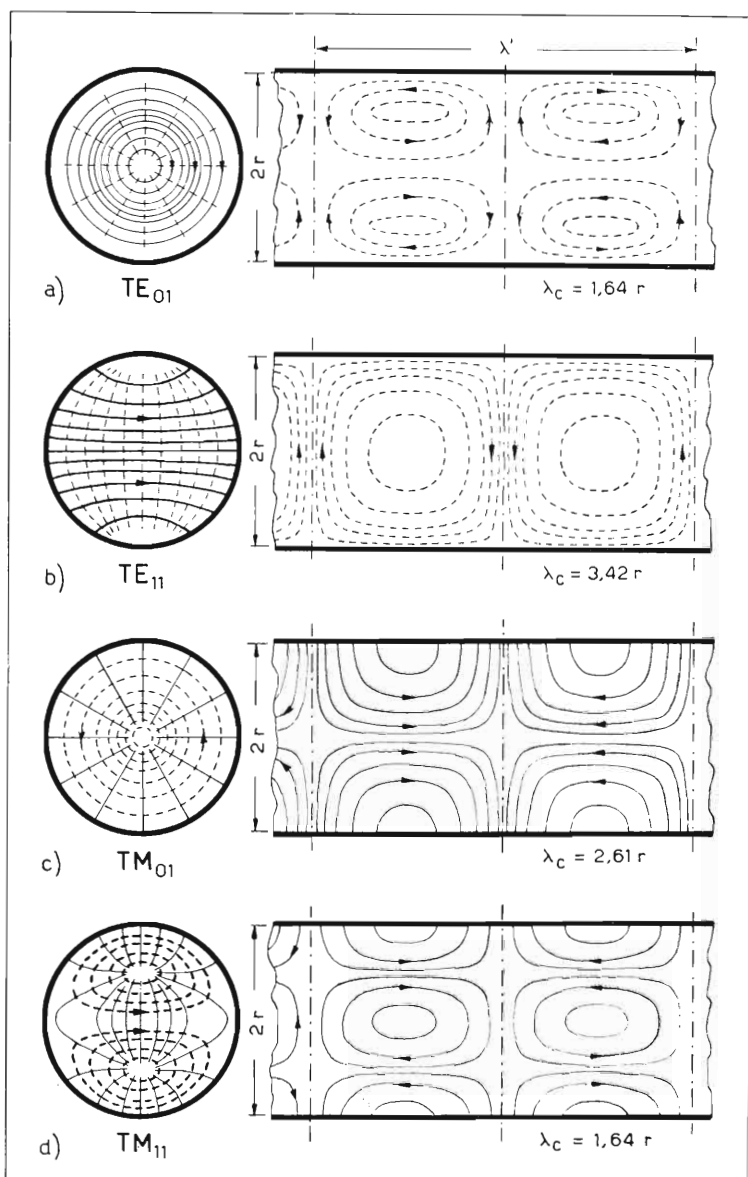



FIG. 9

Rappresentazione schematica del campo elettromagnetico nei quattro modi fondamentali di propagazione in una guida circolare. Complanari con la sezione trasversale troviamo le linee elettriche (continue) nei modi TE e quelle magnetiche (tratteggiate) nei modi TM. Le altre linee segnate (tratteggiate o continue) sono in realtà le proiezioni delle linee di forza.

In figura 9 sono rappresentati i *quattro modi fondamentali* di propagazione in una guida a sezione circolare. Si noti l'analogia fra il modo TE_{01} della guida rettangolare (figg. 3 e 6a) e il modo TE_{11} della guida circolare (fig. 9b) e l'analogia fra il modo TM_{11} della guida rettangolare (fig. 8) e il modo TM_{01} della guida circolare (fig. 9c); gli indici sono diversi perchè hanno differente significato.

Anche per la guida circolare si possono avere, oltre ai modi fondamentali sopra considerati, oscillazioni secondo «*modi armonici*». Essi vengono caratterizzati, come per la guida rettangolare, da due indici, di cui il primo indica il numero di onde intere che si incontrano percorrendo il contorno della guida (parametro θ di fig. 1b), mentre il secondo indica il numero di punti nodali che si incontrano percorrendo il raggio. Ciò risulterà chiaro dall'osservazione delle figure da 10 a 15.

Le figure 10, 11, 12 illustrano i modi TE armonici per $n = 3$ (direzione radiale) e rispettivamente $m = 0, 1, 2$ (secondo θ). In esse le linee di forza del campo elettrico (a segno continuo) sono complanari col piano della figura, invece l'intensità del campo magnetico è rappresentato dall'ombreggiatura.

Le figure 13, 14, 15 rappresentano i modi TM armonici, rispettivamente per $n = 3, 3, 2$ e per $m = 0, 1, 2$. In esse le linee continue rappresentano le proiezioni sul piano della figura delle linee di forza del campo elettrico; non sono invece segnate le linee di forza del campo magnetico, complanari col disegno; l'intensità di tale campo è rappresentata dall'ombreggiatura.

Nella direzione radiale il campo varia secondo una funzione di Bessel di prima specie (anzichè sinusoidalmente); perciò nelle figure da 10 a 15 l'intensità massima dell'ombreggiatura va decrescendo dal centro verso la periferia.

Anche per una guida d'onda a sezione circolare sono valide le espressioni:

[2] [2'] $$\lambda' = \lambda/\cos\varphi \; ; \qquad u' = u/\cos\varphi \; ;$$

[3] [4] $$u_{gr} = u\cos\varphi \; ; \qquad u = \sqrt{u' u_{gr}} \; ;$$

[5] $$\lambda/\lambda' = u/u' = u_{gr}/u = \cos\varphi$$

[8] $$\beta = (2\pi/\lambda') = (2\pi/\lambda)\cos\varphi$$

[9'] $$\cos\varphi = \sqrt{1 - \nu^2}$$

[10] $$(\lambda/\lambda')^2 + (f_c/f)^2 = \cos^2\varphi + \mathrm{sen}^2\varphi = 1$$

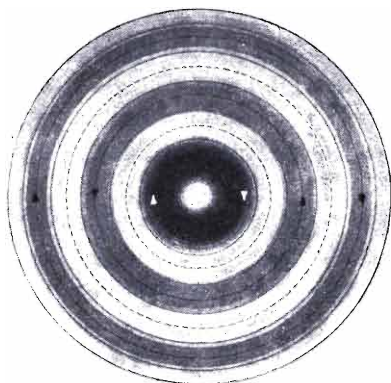
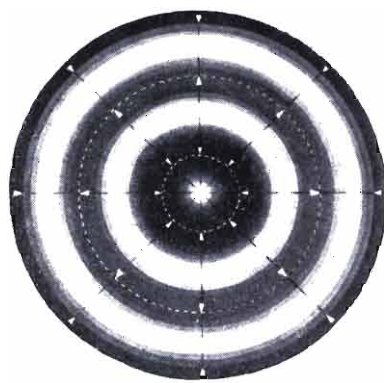
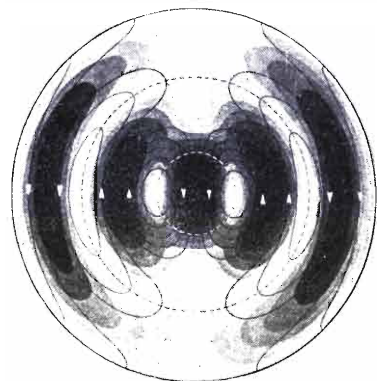
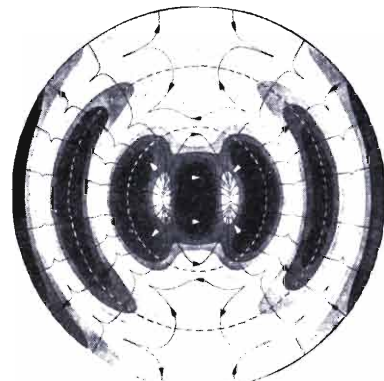
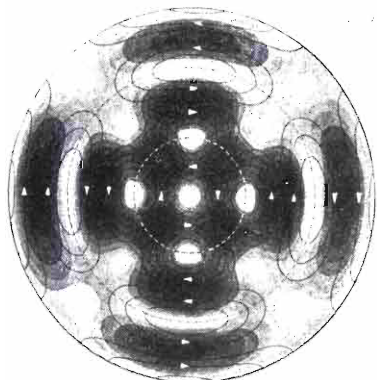
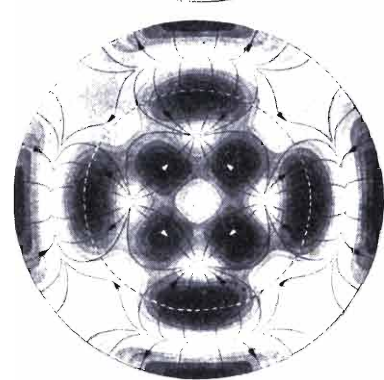



FIG. 10, 11, 12
Modi TE armonici, rispettivamente per $m = 0$ (fig. 10) $m = 1$ (fig. 11); $m = 2$ (fig. 12) mentre in ogni caso $n = 3$ (direzione radiale)

FIG. 13, 14, 15,
Modi TM armonici, rispettivamente per $m = 0$, $n = 3$ (fig. 13); $m = 1$, $n = 3$ (fig. 14); $m = 2$, $n = 2$ (fig. 15).

In queste figure le linee continue rappresentano il campo elettrico mentre l'intensità del campo magnetico è rappresentata dall'ombreggiatura. Da queste figure si possono ottenere i modi corrispondenti ad $n = 1$ ed $n = 2$ considerando la parte della figura interna rispettivamente alla prima ed alla seconda circonferenza a tratti. Naturalmente la parte corrispondente ad $n = 1$ delle fig. 10, 11, 13, 14 coincide rispettivamente con le sezioni trasversali delle fig. 9 a), b), c), d).

precedentemente trovate; il significato dei simboli è quello già noto ed elencato fin dall'inizio del presente capitolo.

I valori di λ_c (da cui con la [9'] si può dedurre $\cos\varphi$ e con le [2], [3], [8] ecc. si possono dedurre λ', u', u_{gr}, β, ecc.) sono dati dalla:

[13] $$\lambda_c = hr \; ;$$

dove r è il raggio interno della guida e h si deduce dalle funzioni di Bessel e, per i vari modi di propagazione, è dato dalla seguente tabella 2.

TABELLA 2.

Modo	TE_{01}	TE_{02}	TE_{03}	TE_{11}	TE_{12}	TE_{13}
$h =$	1,64	0,896	0,618	3,41	1,18	0,736
Modo	TE_{21}	TE_{22}	TE_{23}	TE_{31}	TE_{32}	TE_{33}
$h =$	2,06	0,937	0,63	1,495	0,783	0,553
Modo	TM_{01}	TM_{02}	TM_{03}	TM_{11}	TM_{12}	TM_{13}
$h =$	2,613	1,14	0,727	1,64	0,896	0,618
Modo	TM_{21}	TM_{22}	TM_{23}	TM_{31}	TM_{32}	TM_{33}
$h =$	1,222	0,745	0,54	0,985	0,643	0,482

Per maggiore chiarezza riportiamo anche l'espressione di $\cos\varphi$:

[14] $$\cos\varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{hr}\right)^2} \; .$$

Ricordiamo infine che se nella guida, di qualunque tipo, invece che il vuoto (o praticamente l'aria secca) vi è un dielettrico di costante relativa

ε_r si ha:

$$u = \frac{u_{vuoto}}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad ; \qquad \lambda = \lambda_{vuoto} \sqrt{\varepsilon_r} \quad ; \tag{15}$$

cioè, tutte le velocità vanno divise per $\sqrt{\varepsilon_r}$ e tutte le lunghezze d'onda vanno moltiplicate per $\sqrt{\varepsilon_r}$ (la f rimane costante in ogni caso).

Ricordiamo infine che la forma di propagazione per onde puramente trasversali (non possibile nelle guide) è il modo di eccitazione che si ha nelle linee a due conduttori (p. es. cavo coassiale) e può venire indicato con la sigla TEM (*trasversale elettrico e magnetico*).

6. - Attenuazione nelle guide d'onda.

La trasmissione di energia elettromagnetica lungo una guida nel campo delle frequenze superiori a quella critica (banda passante) non è priva di perdite. Il calcolo di esse è piuttosto complesso; le perdite di energia possono essere suddivise in tre parti:

1) quelle che si hanno in seno al dielettrico che occupa lo spazio interno alla guida;

2) quelle dovute alla resistività del conduttore che forma le pareti della guida;

3) quelle dovute alle discontinuità della guida.

Le prime, se il dielettrico è costituito da aria secca, come spesso succede, sono generalmente trascurabili rispetto alle altre.

Per le *guide rettangolari* con pareti in rame ($\varrho = 0{,}0175\ \Omega\ \text{mm}^2/\text{m}$) l'*attenuazione* α_{mn} in *decibel per metro* dovuta alla resistività delle pareti è data dalle seguenti espressioni [3]:

---

[3] Anche per le guide d'onda, come per le linee, si possono scrivere, per il vettore elettrico $\boldsymbol{E}_x$ e per quello magnetico $\boldsymbol{H}_x$ due equazioni analoghe alle [6] del Cap. III, § 2; la costante di propagazione relativa ad un determinato «modo» sarà della forma $\gamma = \alpha + j\beta$ dove α è la costante di attenuazione o semplicemente l'attenuazione sopra considerata della guida d'onda.

Le espressioni dell'attenuazione sopra scritte, sono ricavate da quelle riportate nel lavoro citato al n. 2 pagg. 10-12 e 10-14; però esse sono espresse in dB/m invece che in neper/m o dB/miglio ecc.; inoltre tengono conto della «resistività superficiale» ϱ/δ dove δ = *penetrazione* della corrente nella parete interna conduttrice della guida (effetto di pelle). Com'è noto $1/\delta = \sqrt{\pi f \mu / \varrho}$ perciò:

$$\frac{\varrho}{\delta} = \sqrt{\pi f \varrho \mu} = \sqrt{\frac{\pi u \varrho \mu}{\lambda}} = \sqrt{\frac{\pi u \varrho_{rame} \mu_0}{\nu \lambda_c}} \sqrt{\varrho_r \mu_r} \quad ;$$

(la nota continua a pag. seg.)

MODO TE

[16] $$\alpha_{on} = 0{,}1475 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{n}{b^3}} \frac{p/2 + \nu^2}{\sqrt{\nu - \nu^3}} \; ; \qquad (\mathrm{dB/m}).$$

[17] $$\alpha_{mn} = 0{,}1475 \cdot 10^{-3} \frac{\sqrt[4]{m^2p^2 + n^2}}{\sqrt{b^3\nu}} \left(p \frac{m^2p + n^2}{m^2p^2 + n^2} \sqrt{1-\nu^2} + \frac{(1+p)\nu^2}{\sqrt{1-\nu^2}} \right) ;$$

$$m \neq 0 \; , \quad n \neq 0 \qquad (\mathrm{dB/m}).$$

MODO TM

[18] $$\alpha_{mn} = 0{,}1475 \cdot 10^{-3} \frac{\sqrt[4]{m^2p^2 + n^2}}{\sqrt{b^3(\nu - \nu^3)}} \cdot \frac{m^2p + n^2}{m^2p^2 + n^2} \; ; \qquad (\mathrm{dB/m}).$$

dove:

m ed n numero delle semisinusoidi secondo cui varia il campo elettrico rispettivamente nella direzione y ed x.

b = lato della guida nella direzione x;

$p = b/a$ = rapporto fra i lati della guida;

$\nu = f_c/f = \lambda/\lambda_c$ = rapporto fra la frequenza di taglio e quella agente.

Per le *guide circolari* di rame ($\varrho = 0{,}0175\ \Omega\,\mathrm{mm^2/m}$) l'*attenuazione* α_{mn} in *decibel per metro* è data da [3]:

MODO TE

[19] $$\alpha_{mn} = 0{,}1045 \cdot 10^{-3} \frac{\dfrac{m^2}{39{,}4 / h^2 + m^2} + \nu^2}{\sqrt{r^3 h (\nu - \nu^3)}} \; ; \qquad (\mathrm{dB/m}).$$

MODO TM

[20] $$\alpha_{mn} = 0{,}1045 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\sqrt{r^3 h (\nu - \nu^3)}} \; ; \qquad (\mathrm{dB/m})$$

---

poichè $\pi = 3{,}14$, $u = 3 \cdot 10^8$ m/s, $\varrho_{rame} = 0{,}0175\ \Omega\mathrm{mm^2/m}$, $\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6}$ H/m, si ha:

$$\frac{\varrho}{\delta} = 4{,}55 \sqrt{\frac{\varrho_r \mu_r}{\nu \lambda_c}} \; ,$$

dove ϱ_r è la resistività del conduttore che forma le pareti della guida, riferita a quella del rame e μ_r è la sua permeabilità relativa. A sua volta λ_c può essere espressa in funzione delle dimensioni, forma e modo di propagazione della guida con le [12] o [13]; si possono allora ottenere le espressioni dell'attenuazione sopra scritte in cui compaiono solo i parametri relativi alle dimensioni della guida (b e p od r) e il rapporto ν oltre ad m, n, k che caratterizzano il modo di propagazione, mentre non compare il valore assoluto di f.

Fig. 16

Attenuazione in una guida rettangolare di rame riempita di aria secca o vuota. Modo di propagazione delle onde: TM_{on}. Al diminuire di $p = b/a$ ed a parità di b la sezione della guida aumenta e quindi l'attenuazione diminuisce; per $p = 0$ si ha $a = \infty$ cioè l'onda si propaga fra due pareti conduttrici piane parallele ed indefinite a distanza b.

Fig. 17

Attenuazione in una guida circolare di rame in aria secca (o vuoto), per i quattro modi fondamentali di eccitazione. Se la guida ha le pareti di un materiale la cui resistività, riferita a quella del rame, sia ϱ_r e la cui permeabilità relativa sia μ_r l'attenuazione ottenuta va moltiplicata per $\sqrt{\varrho_r \mu_r}$.

Se nell'interno della guida vi è un dielettrico con costante relativa ε_r l'attenuazione va moltiplicata per $\varepsilon_r^{1/4}$. Ciò vale per qualsiasi tipo di guida d'onda.

dove:

r = raggio interno della guida;
h = è dato, per i vari modi di propagazione, dalla tabella 2.

Se la guida invece che di rame ha le pareti di un materiale la cui resistività riferita a quella del rame è ϱ_r e la cui permeabilità magnetica relativa è μ_r, tutte le espressioni dell'attenuazione sopra scritte vanno moltiplicate per [3]:

$$\sqrt{\varrho_r \mu_r} \ .$$

Infine se l'interno della guida è occupato da un dielettrico di costante dielettrica ε_r tutte le espressioni di α_{mn} vanno moltiplicate per:

$$\sqrt[4]{\varepsilon_r} \ .$$

La [16] è stata tradotta in grafico nella figura 16 ove nelle ordinate compare l'attenuazione (dB/m) moltiplicata per $\sqrt{b^3/n}$ (b in m) e in ascisse il rapporto ν. Vi è poi una curva per ogni valore di $p = b/a$. Al crescere di p, supposto b costante (dimensione di riferimento) diminuisce a cioè la sezione della guida e quindi diminuisce anche l'attenuazione; per $p = 0$ si ha $a = \infty$ cioè l'onda si propaga fra due pareti conduttrici piane parallele ed indefinite a distanza b.

La figura 17 riproduce graficamente le espressioni [19] e [20] per $m = 0$ ed $n = 1$ oppure per $m = 1$ ed $n = 1$. Nelle ordinate compare l'attenuazione moltiplicata per $r^{3/2}$, nelle ascisse il rapporto ν.

L'attenuazione è infinita per $f = f_c$; poi va diminuendo col crescere della frequenza fino ad un minimo che si manifesta sia nelle guide rettangolari (escluso il caso ideale in cui $p = 0$ cioè $a = \infty$) sia nelle guide circolari (escluso il caso del modo di propagazione TE_{01}). Il fatto che per le guide circolari il modo TE_{01} presenta un'attenuazione continuamente decrescente al crescere di f aveva destato dapprima un interesse notevole in quanto, usando frequenze sufficientemente elevate, si sarebbe potuto ridurre l'attenuazione a valori molto piccoli; si constatò però che il modo TE_{01} è instabile e tende, specie quando l'asse della guida non è perfettamente rettilineo, a tramutarsi in modi del tipo TM, perdendo così la caratteristica accennata.

La figura 18 permette un istruttivo confronto fra le attenuazioni di un cavo coassiale, di una guida rettangolare con eccitazione TE_{01} e di una guida circolare con eccitazione TE_{11} supponendo sempre pareti di rame e dielettrico di aria secca. Allo scopo di avere un riferimento che possa consentire un confronto di convenienza fra i diversi tipi di linea di trasmis-

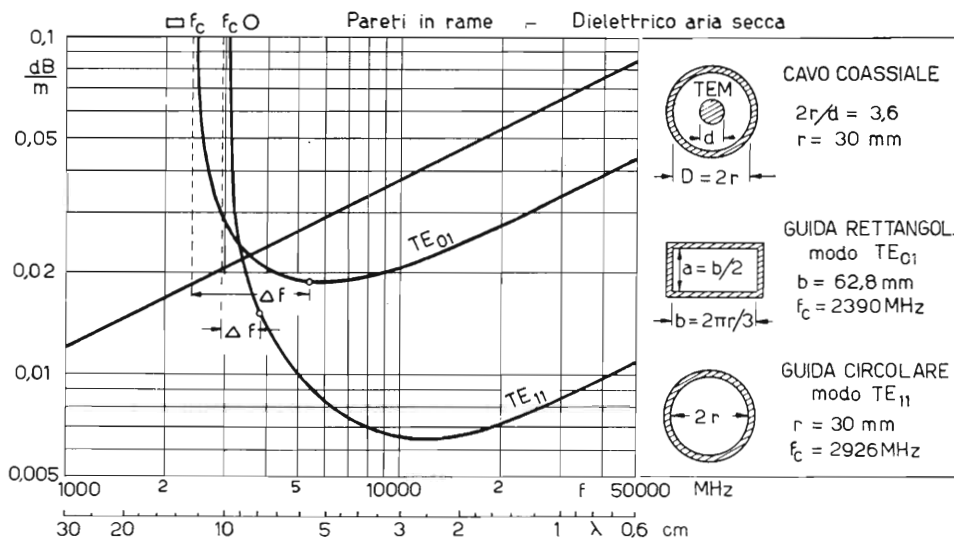



FIG. 18

Confronto delle attenuazioni che si hanno: in un cavo coassiale; in una guida rettangolare con eccitazione TE_{01}, ed in una guida circolare con eccitazione TE_{11}; il cavo e le guide hanno pareti di rame, e il loro perimetro interno è uguale. Δf = banda fondamentale (v. § seguente)

sione si è supposto che il diametro interno D del cavo coassiale e quello $2r$ della guida siano uguali e che il perimetro interno della guida rettangolare, con lati nel rapporto $b/a = 2$, fosse uguale a quello della guida circolare cioè $2(b + a) = 3\,b = 2\pi r$; $b = 2{,}09\,r$.

Tale confronto mostra che, al di sotto della frequenza critica, solo il cavo coassiale consente la trasmissione di energia; l'attenuazione di questo diminuisce continuamente con la frequenza. Invece nelle guide d'onda si ha un minimo di attenuazione che, per quelle circolari con eccitazione TE_{11} si manifesta per frequenze intorno a 4 volte quella critica (fig. 17) e per quelle rettangolari con eccitazione TE_{01}, per frequenze circa 2 volte quella critica (fig. 16). Oltre tali frequenze l'attenuazione va crescendo come nel cavo coassiale; però tale attenuazione nella guida circolare, a parità di diametro, è circa 8 volte minore e nella guida quadrata è circa 2 volte più piccola di quella che si ha nel cavo coassiale.

Nel campo loro proprio, cioè oltre qualche migliaio di megahertz, il confronto è ancora più favorevole alle guide quando si pensi che il cavo coassiale necessita dei distanziatori per tenere in posto il conduttore interno, distanziatori che sono fonte di perdite addizionali. Inoltre il cavo coassiale è ovviamente più costoso di una guida d'onda dello stesso diametro.

7. - Banda fondamentale delle guide d'onda.

Comunemente le guide vengono calcolate in maniera da consentire il trasferimento di energia solo secondo uno dei modi fondamentali e non secondo quelli armonici. Generalmente si usa il modo TE_{01} per le guide rettangolari e il modo TE_{11} per quelle circolari.

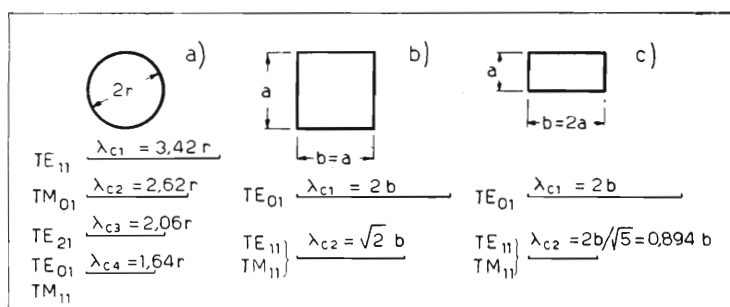



FIG. 19

Confronto fra le diverse lunghezze d'onda critiche, riferite alle dimensioni della guida e corrispondenti ai diversi modi di eccitazione per: a) guida circolare; b) guida quadrata; c) guida rettangolare con $b = 2a$.

Nella figura 19 sono indicate, riferite alle dimensioni della guida, le lunghezze d'onda critiche di alcuni modi di propagazione per una guida circolare (a), una quadrata (b) ed una rettangolare (c) con rapporto fra i lati $b/a = 2$.

Possiamo chiamare *banda fondamentale* $\Delta\lambda$ della guida quel campo di lunghezze d'onda (o delle relative frequenze Δf) fra la lunghezza d'onda critica più grande λ_{c1} (corrispondente al modo TE_{10} nelle guide rettangolari e al modo TE_{11} in quelle circolari) e quella λ_{c2} immediatamente inferiore (TE_{11} o TM_{11}, guide rettangolari - TM_{01} guide circolari); cioè:

[21] $$\Delta\lambda = \lambda_{c1} - \lambda_{c2} = (1 - \lambda_{c2}/\lambda_{c1})\,\lambda_{c1} \;.$$

Dai dati contenuti nella figura 19 si deduce subito:

Guida circolare: $\Delta\lambda = 0{,}235\,\lambda_{c1} = 0{,}8r = 0{,}4D$;

Guida quadra: $\Delta\lambda = 0{,}293\,\lambda_{c1} = 0{,}586b$;

Guida rettangolare: $\Delta\lambda = 0{,}553\,\lambda_{c1} = 1{,}106b$.

Conviene considerare anche il rapporto di banda $\lambda_{c1}/\lambda_{c2} = f_{c2}/f_{c1}$. Nei tre casi suddetti si ha rispettivamente:

$$f_{c2}/f_{c1} = 1{,}306 \;; \qquad f_{c2}/f_{c1} = 1{,}414 \;; \qquad f_{c2}/f_{c1} = 2{,}24 \;.$$

Perciò se si vuole rimanere entro la banda fondamentale le guide circolari e quelle quadrate debbono essere usate con frequenze poco superiori a quella critica; per le guide rettangolari invece, al crescere del rapporto b/a cresce la banda fondamentale e quindi il rapporto fra la massima frequenza che ancora non consente altri modi e quella critica. Per $b/a = 2$ tale rapporto è superiore a 2; si può quindi usare, sempre senza pericolo che si abbiano altri modi di propagazione, una frequenza doppia di quella critica. Ciò significa, come si può rilevare dalle figure 16 e 17, che mentre nelle guide circolari il funzionamento rimane confinato ove l'attenuazione è notevole, per le guide rettangolari con rapporto $b/a = 2$ si può far funzionare la guida in condizioni di minima attenuazione. Si può tuttavia constatare nella figura 18 (ove nelle due caratteristiche delle guide sono segnati i punti limite a destra dei quali si può avere una propagazione con modo diverso da quello previsto) che, malgrado la guida circolare non funzioni in condizioni di minimo, la sua attenuazione in corrispondenza del punto segnato è minore di quella che si ha nella guida rettangolare. Resta tuttavia a favore di quest'ultima un maggiore campo utile di frequenze con limitate variazioni di attenuazione.

Un altro vantaggio della guida rettangolare rispetto a quella circolare sta nel fatto che l'orientamento del campo, con le linee elettriche perpendicolari al lato maggiore b della guida (figg. 2, 5a) è ben definito, ciò che ovviamente non succede nella guida circolare. Perciò in questa, curve o irregolarità possono determinare rotazioni nell'orientamento del campo ed anche introdurre una polarizzazione ellittica.

Per queste ragioni le guide rettangolari con rapporto b/a prossimo a 2 sono le più usate; tuttavia guide circolari di breve lunghezza sono usate specialmente nei giunti rotanti.

8. - Potenza trasferibile.

La massima potenza trasferibile lungo una guida d'onda è limitata unicamente dalla rigidità E_{max} consentita dal dielettrico che la occupa.

Per una guida rettangolare con eccitazione TE_{01} si ha:

[22] $$P = 6{,}63 \cdot 10^{-4} E^2_{max} \cdot ab \cdot \sqrt{1 - \nu^2} \; ;$$

mentre invece per una guida circolare con eccitazione TE_{11} si ha:

[23] $$P = 4{,}98 \cdot 10^{-4} E^2_{max} \cdot D^2 \cdot \sqrt{1 - \nu^2}$$

dove P = potenza in watt; $\nu = f_c/f = \lambda/\lambda_c$; E_{max} = rigidità dielettrica espressa in volt per cm se a, b, $D = 2r$ si esprimono in cm (in V/mm o in V/m se a, b, D, si esprimono in mm o in m).

La figura 20 mostra l'andamento di $\sqrt{1 - \nu^2}$ al variare di ν cioè come diminuisce la potenza trasferibile mano a mano che ci si avvicina alla frequenza critica.

Poichè per l'aria secca alla pressione atmosferica E_{max} è dell'ordine di $25 \div 30$ kV/cm le [22] e [23] forniscono, per valori di ν non troppo vicini all'unità una potenza trasferibile dell'ordine di $300 \div 500$ kW per ogni cm^2 di sezione della guida, cioè una potenza molto grande. Si deve tuttavia osservare che nelle trasmissioni ad impulso (radar ecc.) la potenza istantanea può essere migliaia di volte più grande di quella media e che pertanto si possono talora raggiungere i limiti di rigidità dielettrica della guida. Questi limiti, com'è noto, dipendono non solo dal tipo di dielettrico usato, ma anche, specialmente se esso è gassoso, dall'umidità, dalla pressione e da altri fattori. Talora per trasferire entro una determinata guida una maggiore potenza si usa riempirla con aria secca od altro gas, sotto pressione, appunto per aumentarne la rigidità dielettrica e renderla indipendente dalla pressione atmosferica.

9. - Impedenza d'onda ed impedenza caratteristica.

Si è visto che ai concetti di tensione e di corrente, validi nei circuiti normali ed in particolare nelle linee bifilari, occorre sostituire, nelle guide

d'onda rispettivamente l'intensità del campo elettrico E e quella del campo magnetico H. Si può allora chiamare *impedenza d'onda* K_z della guida il rapporto fra le componenti trasversali di E e di H. In una

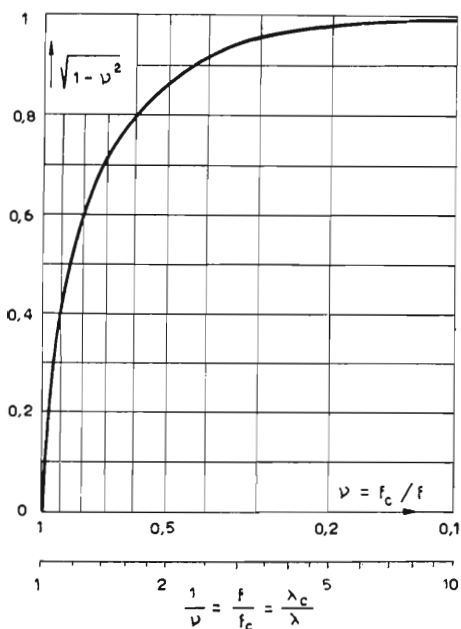



FIG. 20
Andamento del parametro $\sqrt{1-\nu^2}$, proporzionale alla potenza trasferibile lungo una guida, in funzione di ν.

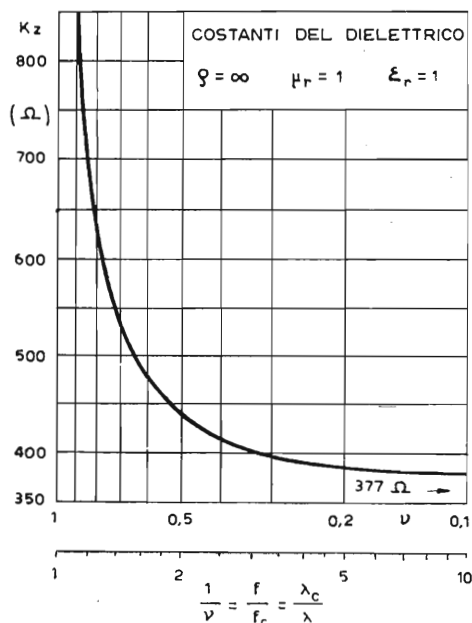



FIG. 21
Andamento dell'impedenza d'onda nella guida K_z in funzione del rapporto ν.

guida senza onde stazionarie il rapporto K_z è costante in tutti i punti e si può considerare come l'*impedenza caratteristica unitaria* cioè per unità di sezione (per es. per ogni cm^2). Per una eccitazione TE, trascurando la conduttanza del dielettrico, l'impedenza d'onda assume il valore ohmico:

$$[24] \qquad K_z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\,\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{\mu_0 u}{\sqrt{1-\nu^2}}\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = \frac{377}{\sqrt{1-\nu^2}}\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \qquad \text{(ohm)}.$$

Per $\mu_r = 1$, $\varepsilon_r = 1$ (vuoto, aria od altri gas secchi) il valore di K_z in funzione di ν è riportato nel grafico della figura 21.

Per ottenere l'*impedenza caratteristica* Z_c complessiva della guida, poichè $Z = V/I$, occorre moltiplicare K_z per la lunghezza delle linee

di forza elettriche e dividere il prodotto per la lunghezza delle linee di forza magnetiche.

Valgono, almeno approssimativamente, le seguenti espressioni:

Guida rettangolare, eccitazione TE_{01}

[25′] $$Z_c = K_z a/b$$

Guida rettangolare, eccitazione TE_{11}

[25″] $$Z_c = K_z$$

Guida circolare, eccitazione TE_{01}

[26′] $$Z_c = K_z \pi$$

Guida circolare, eccitazione TE_{11}

[26″] $$Z_c = K_z$$

Guida circolare, eccitazione TM_{01}

[26‴] $$Z_c = K_z/\pi$$

10. - Riflessioni dovute alle discontinuità.

Le discontinuità della guida determinano riflessioni dell'energia che sono fonte di perdite aggiuntive di difficile valutazione. Per ridurre tali perdite occorre quindi eliminare o ridurre tutte le discontinuità che si hanno soprattutto in alcune parti speciali delle guide come: giunti, curve, angoli, sezioni ritorte ecc. presenti lungo la guida perchè imposte da esigenze meccaniche od elettriche.

Come s'è detto nella discontinuità una parte dell'energia viene riflessa e risale a monte, determinando onde stazionarie per interferenza con l'onda incidente. Viceversa la presenza di tali onde in una guida destinata al trasferimento di energia è indice di perdite per riflessione.

È quindi di particolare importanza il rilievo delle onde stazionarie che consente di determinare l'entità della discontinuità. Tale rilie-

vo può essere fatto per mezzo di un semplice apparecchio di cui la figura 22 illustra una attuazione americana. In esso il valore relativo del campo elettrico con i suoi massimi e minimi (intervallati fra loro di $\lambda'/2$) dovuti alla presenza di onde stazionarie, vengono rilevati per mezzo di una piccola sonda che penetra un po' nella guida ed è collegata mediante un adatto raddrizzatore (al silicio) ad uno strumento. La sonda può essere spostata lungo la guida mediante una vite micrometrica e la sua posizione è letta su una opportuna graduazione.

FIG. 22
Attuazione americana di rilevatore di onde stazionarie in una guida.

Come si è visto nel capitolo dedicato alle linee bifilari (§ 11), il rilievo dei massimi e minimi e della loro posizione consente di determinare, in modulo e fase, il *coefficiente di riflessione k*. La conoscenza del coefficiente di riflessione k può guidare nella eliminazione o riduzione della discontinuità o nella sua compensazione mediante una seconda discontinuità con coefficiente di riflessione uguale ma con fase di segno contrario.

È anche possibile, mediante il diagramma circolare di Smith (§ 20 del capitolo III), tradurre la discontinuità in termini di impedenza (al posto della impedenza caratteristica Z_c si considererà l'impedenza d'onda K_z). La compensazione richiederà l'impiego di una impedenza uguale ma di fase opposta.

11. - Parti speciali delle guide d'onda.

Nella tecnica delle guide d'onda esiste una vasta gamma di parti accessorie e di organi ausiliari, taluni imposti da necessità meccaniche, altri da esigenze elettriche, per ciascuno dei quali, come s'è visto sopra, si può determinare la corrispondente impedenza (in modulo e fase). Si possono per esempio ottenere organi equivalenti ad elementi circuitali conservativi come induttanze o capacità, in parallelo o in serie, elementi dissipativi (resistenze, attenuatori) trasformatori d'impedenza, ecc.

A) - Parti richieste da esigenze meccaniche

a) *Giunti.*

Servono a collegare due spezzoni di guida: possono essere di due tipi: a *contatto* o a *flangia.*

Il *tipo a contatto* richiede accuratissime lavorazioni per assicurare che il contatto sia ottimo lungo *tutto il contorno interno* della guida. Occorre

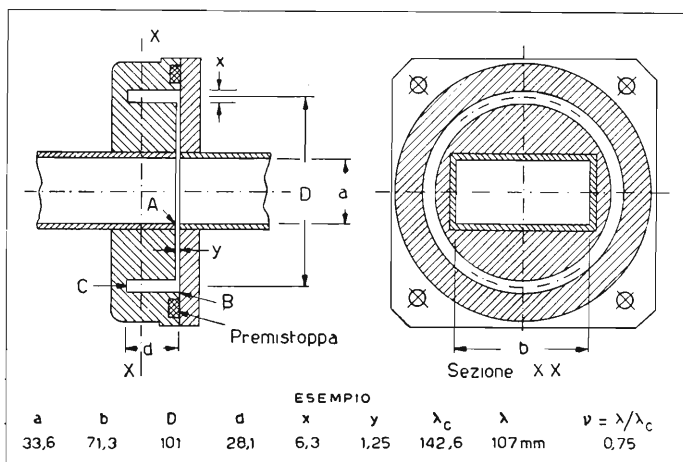



Fig. 23
Sezione longitudinale e trasversale di un giunto a flangia per guida rettangolare.

quindi evitare la formazione di piccole cavità, le superfici devono essere accuratamente lavorate, pulite, prive di corrosioni e di deformazioni meccaniche e devono essere forzate a forte pressione l'una contro l'altra in modo che la resistenza elettrica *superficiale* del contatto sia molto ridotta.

Nel *tipo a flangia*, illustrato dalla figura 23, la resistenza del contatto non ha, invece, molta importanza, esso risulta quindi particolarmente adatto nella maggioranza dei casi e specialmente in quelli che funzionano in difficili condizioni. Le due estremità della guida sono separate dalla sottile fenditura AB che separa le due flange; la corrente così interrotta eccita la linea chiusa in cortocircuito, costituita dall'incavo BC che circonda la fenditura AB ed è ricavata nella flangia. Questo incavo che, assieme alla fenditura stessa, fa da linea in cortocircuito, ha una profondità d tale da accordare la linea su mezza lunghezza d'onda; perciò esso presenta all'entrata (punto A) una impedenza praticamente nulla. Il contatto fra le due flangie si ha invece a circa metà strada in B ove si manifesta praticamente un *nodo di corrente*; perciò la qualità del contatto non è essenziale.

Naturalmente il giunto funziona correttamente solo per la lunghezza d'onda per la quale è stato calcolato e per una ristretta banda attorno ad essa.

Per rendere trascurabile l'effetto delle variazioni di lunghezza radiale della fenditura AB occorre rendere minima l'impedenza caratteristica del tratto di linea che essa costituisce; ciò si ottiene riducendo al minimo possibile, compatibilmente con esigenze meccaniche ed elettriche, lo spessore della fenditura che divide le due flange. La figura 23 riproduce, pressochè in scala, il giunto americano UG-54/U-53/U adatto per una lunghezza d'onda di 107 mm $\pm$ 15 % .

Anche i giunti a flangia fra guide circolari, ed in particolare quelli ruotanti, sono basati sullo stesso principio, con la differenza che, essendo il tratto AB di lunghezza costante, può essere anch'esso considerato come un tratto di linea in quarto d'onda.

A seconda dell'accuratezza del progetto, della lavorazione e della frequenza di lavoro un giunto può produrre perdite di potenza da 1 a 0,01 dB.

Talora si usano *giunti ruotanti* (fig. 24a); essi servono generalmente nei radar per collegare la parte fissa dell'impianto con l'antenna ruotante; richiedono il passaggio da guida rettangolare a circolare e quindi numerosi artifici per ridurre le riflessioni.

b) *Curve, angoli sezioni ritorte* (fig. 24b, c, d).

Servono ad ottenere variazioni nella direzione dell'asse della guida o del piano di polarizzazione: richiedono lavorazioni accurate e variazioni graduali per ridurre le perdite per riflessione.

Se la guida rettangolare è curvata o ritorta gradualmente in un tratto di diverse lunghezze d'onda, le riflessioni sono praticamente trascurabili.

a) b) c) d)

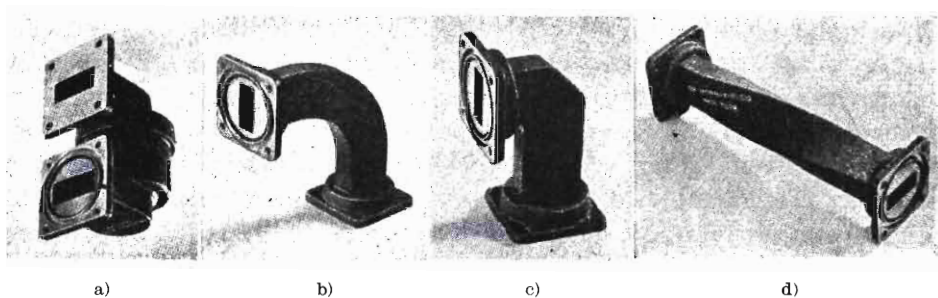



FIG. 24
Vari elementi di guida d'onda: a) giunto rotante; b) curva; c) angolo; d) sezione ritorta.

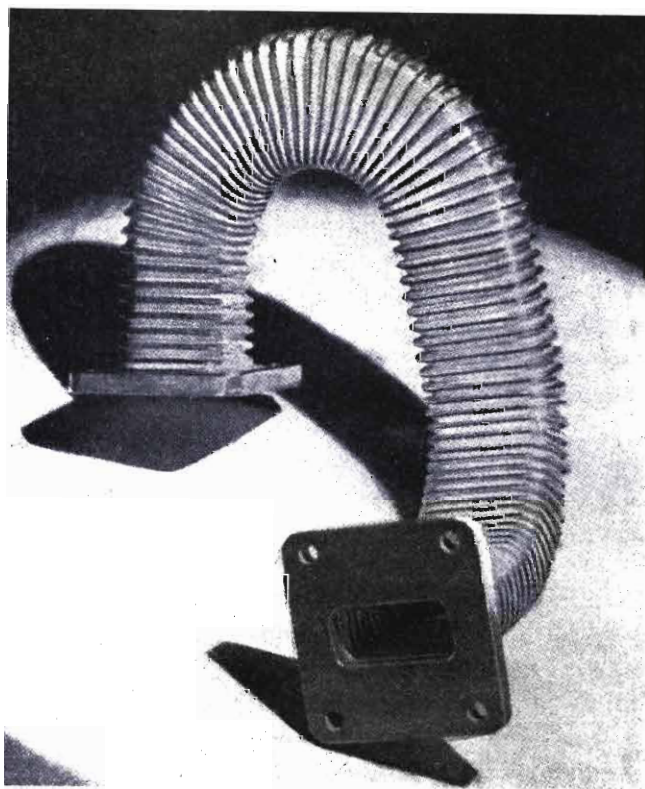



FIG. 25
Attuazione americana di una guida rettangolare flessibile del tipo « Titeflex ».

Si possono però ottenere anche curve o rotazioni più repentine senza introdurre eccessive riflessioni se la lunghezza media della curva è un multiplo di mezza lunghezza d'onda. Occorre anche evitare pieghe o corrugazioni nelle pareti interne della guida e una eccessiva deformazione della sua sezione.

Le guide rettangolari sono più spesso curvate in modo che il raggio di curvatura giaccia nel piano del vettore E anche perchè essendo E generalmente parallelo al lato più corto della sezione della guida la curvatura riesce meccanicamente più semplice.

Sia per ragioni di spazio, sia per ragioni costruttive, talora, alle curve si sostituiscono gli angoli: questi possono essere ad una (fig. 23c) o più pieghe (generalmente 2).

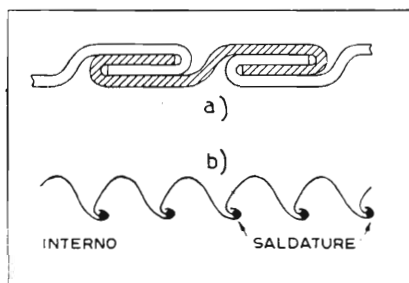



FIG. 26
Strutture usate per le pareti delle guide flessibili: a) tipo «Metal Hose»; b) tipo «Titeflex».

c) *Guide flessibili* (fig. 25).

Collegano parti dotate di piccoli movimenti relativi (oscillazioni, vibrazioni ecc.) o consentono di attuare spezzoni variamente contorti, connessioni provvisorie, specialmente nelle apparecchiature di prova, ecc. Vi sono due tipi di costruzione, quello ad anelli rigidi a contatto strisciante della «Metal Hose» (fig. 26a) e quello ad anelli flessibili saldati della «Titeflex» (fig. 25 e 26b).

B) - Parti richieste da esigenze elettriche

d) *Dispositivi di eccitazione e di prelievo.*

I dispositivi di «eccitazione» e di «prelievo» in una guida d'onda sono generalmente reversibili. Considereremo i primi intendendo che essi possono servire anche per il prelievo.

Una guida d'onda viene spesso eccitata attraverso un cavo coassiale che termina in una o più «*antenne*», o «*dipoli*» oppure in una *spira* percorsa dalla corrente a radiofrequenza. Ciascun «modo» richiede un'adatta disposizione ed orientamento di tale «antenna» o di tale «spira»: per esempio se si tratta di un modo TE l'antenna dovrà essere ortogonale (fig. 27a), oppure la spira dovrà essere parallela all'asse della guida (fig. 27c); vice-

versa se si tratta di un modo TM l'antenna dovrà essere parallela (fig. 27b) oppure la spira ortogonale all'asse della guida (fig. 27d). La figura 27 si riferisce ai due modi fondamentali TE_{01} e TE_{11} di una guida rettangolare; si possono facilmente immaginare quelli corrispondenti alla guida circolare, osservando che, come s'è già detto nel paragrafo 5, ai

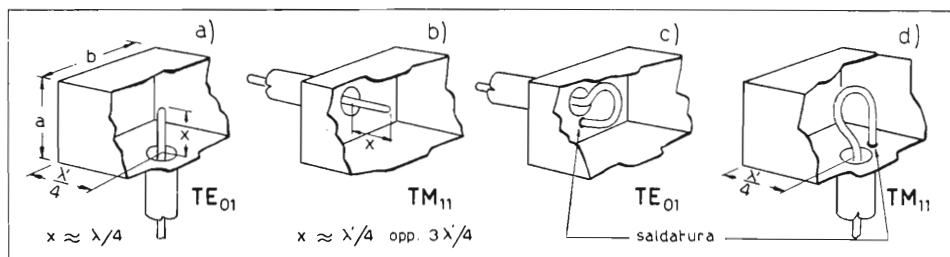



FIG. 27
Alcuni tipi di accoppiamento fra cavo coassiale e guida rettangolare.

modi TE_{01} e TM_{11} nella guida rettangolare corrispondono rispettivamente i modi TE_{11} e TM_{01} in quella circolare.

Oltre a quelli descritti esistono numerosi altri tipi di dispositivi di eccitazione: talora il generatore stesso è incorporato nella guida, oppure vi comunica attraverso una fenditura.

Tutti i dispositivi di eccitazione, compresi quelli di figura 27, determinano generalmente, oltre a quella principale, eccitazioni parassite secondo modi diversi da quello per cui sono costruiti. Tali eccitazioni parassite possono essere eliminate sia usando una guida di dimensioni tali da consentire il transito di un solo modo (§ 7), sia collocando subito dopo l'eccitatore, griglie, fili o altri dispositivi che cortocircuitano il campo elettrico parassita senza alterare, in misura notevole, quello principale.

È piuttosto difficile che le estremità della guida ove avviene l'eccitazione e il prelievo dell'energia elettromagnetica siano prive di riflessioni, a meno che non siano possibili aggiustamenti (sia della componente reattiva, sia di quella ohmica) del carico di estremità.

e) *Dispositivi di captazione e di irradiazione.*

Una guida d'onda può essere eccitata (ricezione) o eccitare (trasmissione) un campo elettromagnetico nello spazio libero. Occorrono allora opportuni dispositivi di captazione nel primo caso e di irradiazione nel secondo. Tali dispositivi sono generalmente reversibili cioè possono servire

indifferentemente ai due scopi e costituiscono le «*antenne per microonde*».

Le antenne connesse alle guide d'onda sono generalmente del tipo a tromba troncopiramidale (fig. 28a) per la guida rettangolare o a tromba conica per la guida circolare. Esse possono essere provviste di dispositivi

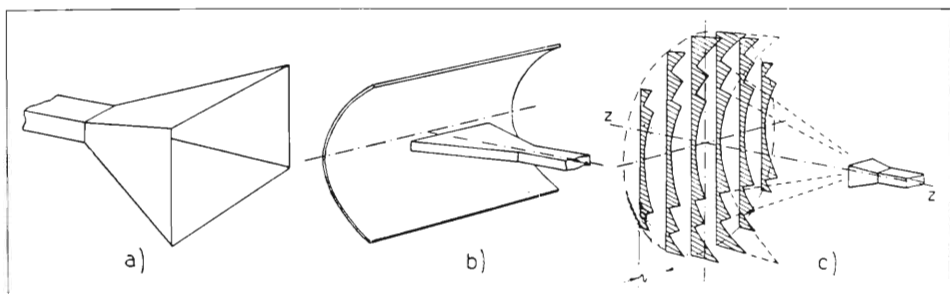



FIG. 28

Antenne per guide d'onda: a) a tronco di piramide; b) svasata solo orizzontalmente, provvista di riflettore cilindro-parabolico; c) provvista di lente elettromagnetica a lamine metalliche.

di concentrazione delle onde elettromagnetiche in un ristretto fascio; questi dispositivi possono essere del tipo a *riflettore* (a forma di paraboloide per concentrare il fascio in una sola direzione, a superficie cilindro-parabolica, come in fig. 28b, per concentrare il fascio entro angoli diversi nel piano orizzontale ed in quello verticale) oppure del tipo a *lente elettromagnetica* ([4]).

Le lenti elettromagnetiche possono essere di materiale dielettrico oppure costituite da una cortina di lamine conduttrici parallele opportunamente sagomate (fig. 28c). Se la distanza delle lamine è poco superiore a $\lambda/2$ fra esse la velocità di fase u' (§ 3) può riuscire notevolmente maggiore di quella delle onde libere; poichè la larghezza di tali lamine secondo direzioni parallele all'asse *zz* del fascio (fig. 28c) è variabile, se esse sono opportunamente sagomate le onde, entranti con fronte d'onda sferico, possono uscirne con fronte piano, cioè si può ottenere la concentrazione delle onde in un fascio ristretto.

f) *Dispositivi equivalenti ad elementi di circuito.*

Possono essere di vario tipo: in generale sono costituiti da un «ostacolo» che l'onda incontra lungo la guida; tale ostacolo, a seconda della

([4]) SCHAFFNER M.: *Lenti metalliche per microonde.* «Alta Frequenza», XVII, n. 4, ag. 1948, p. 147.

sua struttura e disposizione, risulta equivalente ad una reattanza induttiva o capacitiva, ad una resistenza, o addirittura ad un intero circuito composto di alcune reattanze e resistenze. Nei casi più comuni tali « ostacoli » sono costituiti da *lamine* di spessore trascurabile oppure non rispetto alla lunghezza d'onda, da *viti* o *sonde* che possono essere più o

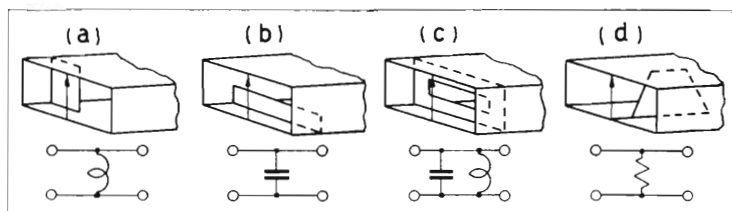



FIG. 29
Lamine metalliche disposte su una guida con funzioni equivalenti ad elementi circuitali classici; sotto è indicato il relativo circuito equivalente; in d) la lamina è a bassa conduttività.

meno immerse nella guida, da strozzature o cambiamenti di sezione della guida, ecc.

La figura 29 mostra alcuni tipi di lamine: in a) la lamina metallica collega (da un solo lato come in figura, o da tutte e due, o al centro) le due pareti normali al campo elettrico, essa si comporta all'incirca come una induttanza in derivazione lungo una linea; in b) invece la lamina metallica collega (solo in basso come in figura, od anche in alto, o al centro) le due pareti della guida parallele al campo elettrico: la lamina si comporta all'incirca come una capacità in derivazione lungo una linea. Una combinazione delle due precedenti disposizioni dà luogo ad un sistema equivalente ad un circuito risonante in derivazione.

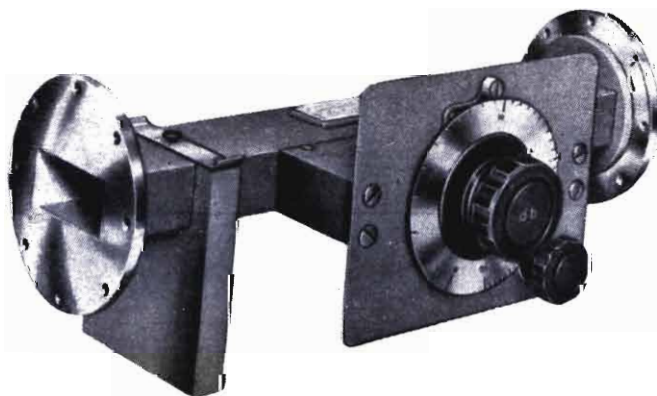



FIG. 30
Attuazione americana di un attenuatore variabile.

Infine se la lamina invece che di metallo è di materiale dielettrico con elevato angolo di perdita od a superficie metallizzata e se viene disposta lungo l'asse, come in figura 29d, essa si comporta come una resistenza ohmica in derivazione. Su questo principio sono basati alcuni tipi di *attenuatori variabili* (fig. 30) in cui la variazione dell'attenuazione si ottiene

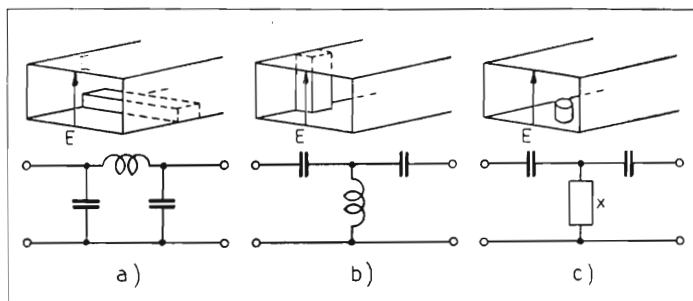



FIG. 31
Dispositivi di spessore non trascurabile rispetto a λ' e relativi circuiti equivalenti.

immergendo, più o meno profondamente, la lamina dissipatrice entro la guida.

La figura 31 illustra alcuni dispositivi di spessore non trascurabile rispetto alla lunghezza d'onda e i relativi circuiti equivalenti. Nel caso delle figure a) e b) la sbarra, invece che da un solo lato può essere suddivisa sui due lati opposti oppure essere al centro.

Naturalmente vi sono formule e diagrammi che consentono di valutare gli elementi circuitali equivalenti in funzione delle dimensioni delle lamine o delle sbarre (v. bibl. 3).

Questi dispositivi servono spesso per ottenere l'adattamento dei vari tronchi di una guida; per esempio si possono inserire a monte di una

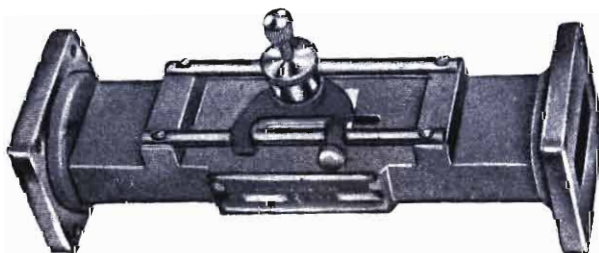



FIG. 32
Sonda ad immersione e posizione variabile, equivalente ad una reattanza che permette di ottenere l'adattamento delle impedenze o l'eliminazione di eventuali onde stazionarie.

discontinuità che introduca onde stazionarie; in tal caso, risulta particolarmente conveniente il tipo di figura 31c, in cui la profondità del piolo può essere regolata mediante una vite e la cui posizione rispetto alla discontinuità che deve compensare può essere regolata montando tale piolo su una slitta scorrevole lungo la guida (fig. 32). Regolando posizione e profondità si può ottenere che le riflessioni prodotte da tale piolo siano uguali e di fase opposta a quelle prodotte dalla discontinuità, così da ottenere l'eliminazione delle onde stazionarie.

g) *Derivazioni.*

Talora occorre prelevare una parte dell'energia che transita lungo una guida o suddividere tale energia in due o più guide.

Per prelevare una piccola parte dell'energia è sufficiente affiancare alla guida principale la guida secondaria e collegare le due guide con una fessura o con due fessure intervallate di un quarto d'onda.

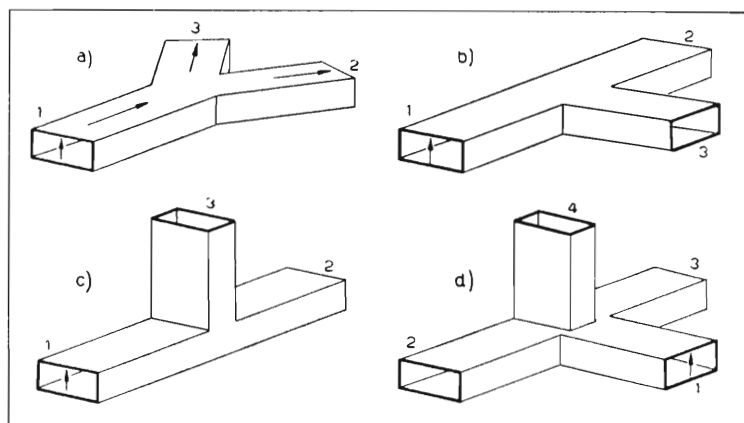



FIG. 33
Vari tipi di deviazioni: a) biforcazione ad y nel piano H; b) deviazione a T nel piano H; c) deviazione a T nel piano E; d) giunzione a doppio T chiamata « T magico ».

Per suddividere l'energia che transita lungo la guida 1 in due guide 2 e 3 si usano biforcazioni ad y (fig. 33a) ed a T (fig. 33b, c). Il piano comune ai tre bracci può essere quello del vettore magnetico H come nelle figure 33a e 33b oppure quello elettrico E come in figura 33c. Nel primo caso la biforcazione si dirà effettuata nel piano H; nel secondo: biforcazione nel piano E.

L'energia si suddivide nelle guide 2 e 3 in ragione inversa dell'impedenza, offerta al flusso proveniente da 1, all'imboccatura di tali guide.

Queste impedenze dipendono dalla struttura delle due guide e dal loro orientamento e possono essere agevolmente modificate con i dispositivi sopra descritti ed in particolare con lamine disposte all'imboccatura stessa. È quindi possibile ottenere la distribuzione delle potenze in un qualsiasi rapporto desiderato.

Oltre che come derivatori di energia i giunti servono anche come reattanze inserite nella guida principale. Se, per esempio, il braccio 3 di una biforcazione a T viene cortocircuitato con un pistone metallico, esso si comporta, rispetto alla guida principale 1-2, come una reattanza derivata per la biforcazione nel piano H ed in serie nel caso della biforcazione nel piano E (fig. 33c); tale reattanza è variabile con la posizione del pistone da 0 a $\pm\infty$.

Nel caso per esempio del giunto nel piano H, se il pistone è alla distanza $\lambda'/4$ dalla bocca della deviazione la reattanza derivata è praticamente ∞ e l'energia passa da 1 a 2 quasi come se il braccio 3 non esistesse, se invece il pistone è alla distanza $\lambda'/2$ allora l'impedenza derivata è praticamente nulla e l'energia non transita più. Applicazioni di queste proprietà si hanno nei dispositivi di accordo, nelle misure e nei dispositivi di bloccaggio (apparati TR e anti TR nei radar).

Una combinazione interessante del giunto a T nel piano H con quello nel piano E è rappresentata in figura 33d e si chiama giunto a *T ibrido* o *T magico*. Esso gode di questa proprietà: se i bracci 2 e 3 sono chiusi su impedenze uguali, l'energia che proviene dal braccio 1 si suddivide tra 2 e 3 in parti uguali e non si ha alcun segnale in 4: uno squilibrio fra i carichi di 2 e 3 dà perciò luogo ad un segnale in 4. Il sistema, che agisce come un ponte, viene usato per misure di impedenza ([5]), per dispositivi di commutazione ecc.

h) *Dispositivi di adattamento.*

I dispositivi di adattamento tra una guida ed un'altra di forma o di eccitazione diversa vengono anche chiamati *trasformatori di impedenza*. Essi possono essere di varia natura ed in particolare possono essere costituiti anche da uno o più elementi già studiati come le lamine (fig. 34b), altre volte sono costituiti da raccordi graduali fra le due guide; se la lunghezza del raccordo è di diverse lunghezze d'onda le riflessioni risultano

([5]) THURSTON W. R.: *A direct-reading impedence-measuring instrument for the U.H.F. range.* « General Radio Exp. », XXIV, n. 12, maggio 1950, p. 1. In realtà il dispositivo usa cavi coassiali ma il principio è il medesimo.

molto limitate. Allorchè, per ragioni di spazio, non è possibile usare raccordi così lunghi se ne può usare uno di lunghezza pari a $\lambda'/4$ avente impedenza caratteristica uguale alla media geometrica di quelle delle due guide (fig. 34a). La figura 34 illustra due raccordi, uno in linea a) l'altro in squadra b), fra una guida rettangolare ed una circolare.

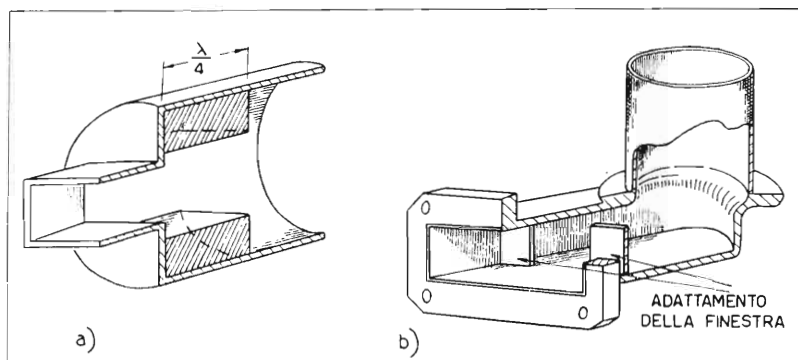



FIG. 34
Trasformatore d'impedenza per l'adattamento fra una guida rettangolare ed una circolare: a) in linea: b) in squadra.

Com'è noto, l'impedenza caratteristica di una guida può essere variata modificando le sue dimensioni trasversali. Ciò è per esempio fatto nell'adattatore denominato dagli americani «*squeeze box*» (scatola a schiacciamento che è un tratto di guida con una fenditura longitudinale che consente la deformazione elastica della guida mediante uno speciale morsetto.

Un altro mezzo per variare l'impedenza caratteristica di un tratto di guida è quello di variare la costante dielettrica nel suo interno disponendovi un adatto dielettrico a basse perdite.

12. - Applicazioni delle guide d'onda.

Le guide d'onda sono state sviluppate ed usate industrialmente soprattutto dagli americani durante l'ultima guerra nei complessi radar e nella tecnica delle comunicazioni con ponti radio funzionanti su onde centimetriche, oltre che, naturalmente nel campo della ricerca e delle misure.

A titolo di esempio la figura 35 riproduce schematicamente l'apparato a microonde del radar AN/MPG1 funzionante sulla lunghezza d'onda di 3 cm. La guida d'onda ha lo scopo di convogliare l'impulso emesso dal generatore a magnetron al proiettore d'onda (antenna trasmittente) e di ripor-

tare il segnale riflesso dal bersaglio e raccolto dallo stesso proiettore (che serve quindi anche da antenna ricevente) al ricevitore. Poichè la stessa guida porta sia il segnale emesso, sia quello ricevuto, si rende necessario

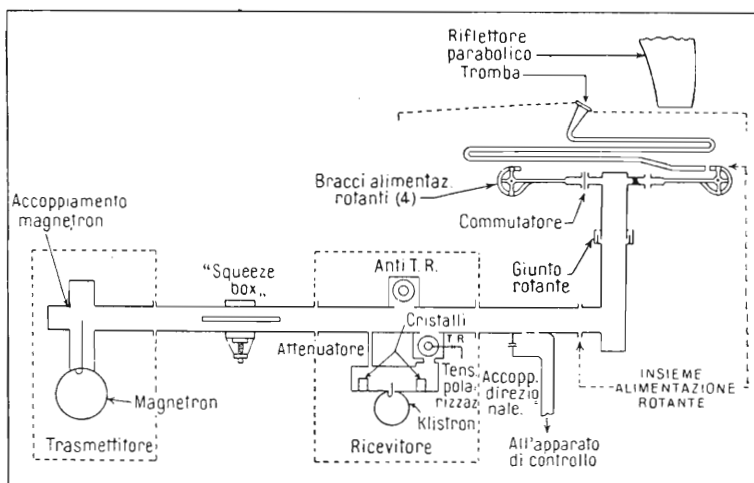



FIG. 35
Rappresentazione schematica dell'apparato di trasmissione a guida d'onda nel Radar AN/MPG1.

un dispositivo commutatore, che impedisca all'impulso emesso dal magnetron di entrare nel ricevitore danneggiandolo e viceversa, al segnale ricevuto di perdersi nel magnetron. Tale dispositivo è chiamato TR (trasmissione-ricezione) ed impiega un particolare tubo a scarica che innescato dal segnale emesso crea un cortocircuito atto a modificare la struttura della guida. La commutazione è resa più agevole con un dispositivo analogo chiamato anti TR che migliora l'adattamento delle impedenze e consente un trasferimento del segnale emesso lungo la guida con minore attenuazione.

L'energia è prodotta dal magnetron accoppiato alla guida di trasmissione rettangolare con eccitazione TE_{01} lungo una breve linea coassiale e mediante un'« antenna » (fig. 27a). Segue poi una « squeeze box » per l'adattamento fra il magnetron e la guida. Dopo il dispositivo TR ed anti TR e l'accoppiamento col ricevitore, dalla guida rettangolare è prelevata, attraverso due fenditure, una piccola parte dell'energia per il controllo. Poi la guida rettangolare è connessa ad una circolare con gli opportuni adattamenti (fig. 34b); l'eccitazione di questa seconda guida è del tipo TM_{01}. Vi è poi un giunto rotante per consentire le rotazioni dell'antenna. Questa è del tipo a tromba svasata e ripiegata per ragioni d'ingombro ed è provvista di riflettore parabolico. La sua alimentazione è fatta

attraverso 4 bracci (guide rettangolari eccitazione TE_{01}) che alternativamente si affacciano all'imboccatura della guida ripiegata che alimenta la tromba [6].

Il dispositivo descritto rappresenta un impiego tipico delle guide d'onda ma il campo d'applicazione va sempre più estendendosi nella tecnica delle telecomunicazioni in generale ed in quella della televisione in particolare. Benchè non risulti che le guide d'onda siano state finora usate su percorsi piuttosto lunghi, il loro impiego per comunicazioni telefoniche multiplex e televisive su lunghe distanze è già stato preconizzato da autorevoli esponenti. È certo che siamo ancora nel periodo di sviluppo di questa tecnica, ma la fioritura di studi e pubblicazioni sull'argomento non consente dubbi sul crescente sviluppo e sul sempre più vasto impiego di queste moderne linee di trasmissione.

---

[6] Maggiori notizie su questi dispositivi e sui radar in generale si possono trovare in numerosissimi lavori ed in particolare su: *Radar.* « U.S.I.S. », Roma, maggio 1946, che è una raccolta di articoli sull'argomento tradotti dalla rivista « Electronics ».

BIBLIOGRAFIA SULLE GUIDE D'ONDA

LIBRI

1) Terman F. E.: *Radio Engineers' Handbook.* « McGraw-Hill Co. ». New York, 1943, pp. 251 a 264.
2) Pender H., McIlwain K.: *Electrical Engineers' Handbook.* « John Wiley & Sons ». New York, 1950, pp. 10-09 a 10-28.
3) Marcuvitz N.: *Waveguide Handbook.* « McGraw-Hill ». New York, 1951.

ARTICOLI

4) Southworth G. C.: *Hyper-frequency Wave Guide.* « Bell Syst. Tech. Jour. », XV, apr. 1936. p. 284.
5) Carson J. R., Mead S. P., Schelkunoff S. A.: *Hyper-frequency Wave Guides.* « Bell Syst. Tech. Jour. » XV, apr. 1936, p. 310.
6) Barrow W. L.: *Trasmission of Electromagnetic Waves in Hollow Tubes of Metal.* « Proc. I.R.E. », XXIV, ott. 1936, p. 1298.
7) Southworth G. C.: *Some Fundamental Experiments with Wave Guides.* « Proc. I.R.E. », XXV, luglio 1937, p. 807.
8) Barrow W. L., Greene F. M.: *Rectangular Hollow-pipe Radiators.* « Proc. I.R.E. », XXVI, dic. 1938, p. 1498.
9) Chu L. J., Barrow W. L.: *Electromagnetic Waves of Hollow Metal Tubes of Rectangular Cross Section.* « Proc. I.R.E. », XXVI, dic. 1938, p. 1520.
10) Opechowski W.: *Propagation des ondes électromagnétiques dans les guides d'ondes.* « Revue tech. Philips », X, n. 1 e 2, luglio e agosto 1948, p. 14 e 46.
11) Mussetto I.: *Note sulla tecnica delle guide d'onda.* « Elettronica », I, gennaio e marzo 1952, p. 34 e p. 83.

Principali grandezze e simboli usati nel capitolo V.

a, b, d, h, r, r_1 = dimensioni delle cavità (v. fig. 2);

θ = angolo di apertura del cono nelle cavità sferiche a coni rientranti (v. fig. 2);

z = asse della cavità;

k = rapporto fra le dimensioni lineari di due cavità simili;

V = volume interno di una cavità;

S = superficie delle pareti interne di una cavità;

ω = $2\pi f$ = pulsazione;

λ = lunghezza d'onda;

E = componente elettrica del campo elettromagnetico;

H = componente magnetica del campo elettromagnetico;

V_0 = $\int_x E\, dx$ = tensione totale lungo una linea di forza del campo elettrico con la cavità in risonanza;

m, n, p = pedici che caratterizzano i modi TE o TM;

x_{mn} = parametro che annulla per la n^{ma} volta la m^{ma} funzione di Bessel di 1ª specie oppure la sua derivata;

ϱ = resistività;

δ = spessore di penetrazione;

μ = $\mu_0 \mu_r$ = permeabilità magnetica

ε = $\varepsilon_0\, \varepsilon_r$ = permeabilità elettrica o costante dielettrica;

P = potenza perduta nella cavità;

R_P = resistenza dinamica o in parallelo della cavità;

R_S = resistenza di perdita in serie della cavità;

Q = coefficiente di risonanza o di qualità della cavità;

CAPITOLO V.

RISONATORI A CAVITÀ

1. - Vari tipi di cavità risonanti.

Una qualsiasi scatola o *cavità* a pareti interne conduttrici, se convenientemente eccitata limita uno spazio che risulta sede di oscillazioni elettromagnetiche. La conformazione del campo dipende dalla interferenza fra le onde dirette prodotte dalla sorgente eccitatrice e quelle riflesse dalle pareti. Per frequenze particolari, nell'interno della scatola si manifestano *onde stazionarie* il che equivale a dire che per tali frequenze la cavità *entra in risonanza;* per questo essa viene chiamata *cavità risonante* o *risonatore a cavità.*

Anche in questo caso si può ripetere quanto si è detto a proposito delle guide d'onda e cioè che lo studio rigoroso della conformazione del campo nell'interno della cavità e la conseguente determinazione delle sue caratteristiche, richiede la soluzione delle equazioni di Maxwell nelle quali si tenga conto delle limitazioni al contorno dovute alle pareti conduttrici. Noi però ci limiteremo a dare semplici spiegazioni intuitive dei fenomeni e ad enunciare i risultati più importanti.

Sulle pareti interne della cavità, supposte in prima approssimazione infinitamente conduttrici, si manifesta una riflessione delle onde incidenti come è già stato detto a proposito delle guide d'onda (Cap. IV, § 2, fig. 2). Sulla superficie conduttrice il vettore elettrico E, risultante dalla sovrapposizione dell'onda incidente e di quella riflessa, deve avere una componente tangenziale nulla, cioè deve essere nullo od ortogonale alla superficie. Invece il vettore magnetico H risultante deve essere tangenziale alla superficie. Infine la corrente superficiale indotta, che produce il campo riflesso è ortogonale al vettore magnetico H.

Una cavità risonante si può immaginare derivata da un circuito oscillatorio a costanti concentrate attraverso un procedimento che consenta di

adattarlo a frequenze via via più elevate. La figura 1 illustra tale procedimento mediante il quale dal circuito (a) si giunge alla cavità toroidale (d). L'ipotesi che un circuito oscillatorio si componga di elementi a costanti concentrate e sempre, anche per frequenze basse, solo approssimativa e risulta tanto meno aderente alla realtà quanto più elevata è la frequenza.

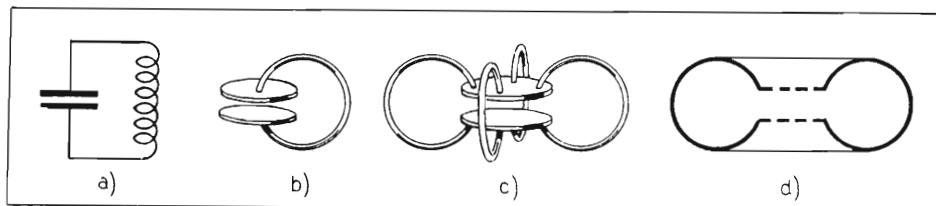



FIG. 1
Derivazione di una cavità risonante del tipo rientrante per successiva trasformazione di un circuito a costanti concentrate.

Infatti al crescere della frequenza si debbono ridurre L e C; perciò la capacità parassita di L e l'induttanza parassita di C divengono via via percentualmente più grandi. Quando la lunghezza d'onda scende a valori confrontabili con le dimensioni del circuito (fig. 1b) l'energia irradiata diviene importante, quindi il coefficiente di risonanza risulta basso; per migliorarlo non basta cercare di ridurre la resistenza ohmica in serie del circuito (fig. 1c); occorre eliminare soprattutto l'irradiazione di energia. Si giunge così alla cavità risonante toroidale (fig. 1d).

Nella scelta della forma più opportuna da assegnare alla cavità si debbono tenere presenti i seguenti criteri:

1) Il *coefficiente di risonanza* o di *qualità* Q del risonatore cresce al crescere del rapporto fra il volume e la superficie interna della cavità, quindi convengono nell'ordine cavità sferiche cilindriche, cubiche, prismatiche, ecc.

2) Conviene scegliere forme che determinino una configurazione del campo con un orientamento preciso (per cui la sfera è poco adatta) e che riduca al minimo le oscillazioni spurie.

3) Spesso una causa determinante nella scelta della forma della cavità è il metodo adottato per eccitarla o per prelevarne l'energia. A tale scopo quando l'eccitazione o il prelievo sono effettuati mediante un fascetto di elettroni (clistron) è conveniente che la zona della cavità ove il fascetto agisce abbia le pareti molto vicine. Ciò porta alle attuazioni di *cavità* del tipo cosiddetto *rientrante*.

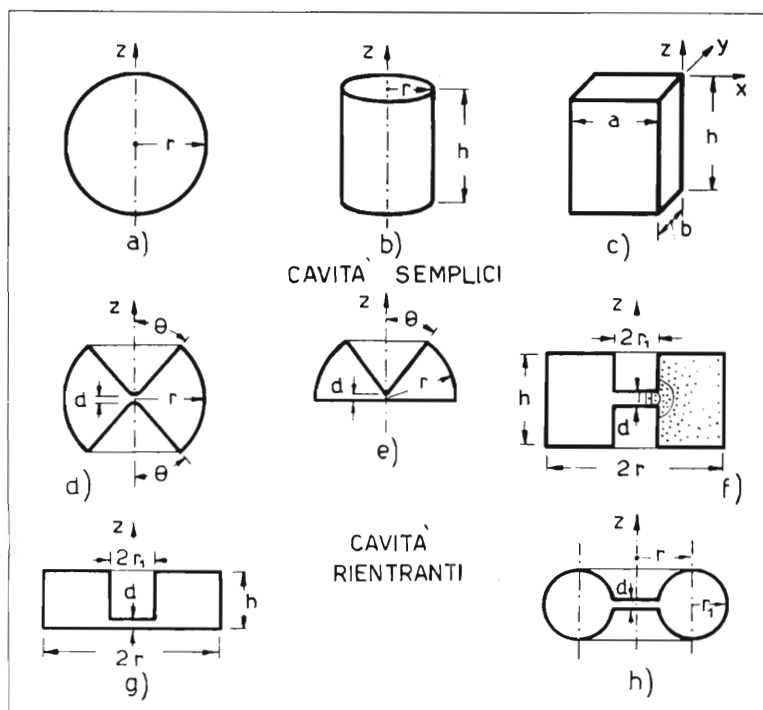



Fig. 2

Principali tipi di cavità risonanti semplici e rientranti. Tutte le cavità considerate, esclusa la (c) sono solidi di rivoluzione intorno all'asse z: a) sfera; b) cilindro; c) prisma retto; d) sfera a coni rientranti; e) semisfera a cono rientrante; f) toroidale a sezione rettangolare; g) toroidale a sezione rettangolare dissimmetrica; h) toroidale a sezione circolare.

La figura 2 illustra alcune forme, fra le più importanti di cavità risonanti; quelle della seconda e terza riga sono del tipo rientrante.

In generale nelle cavità del tipo rientrante il campo elettrico si concentra prevalentemente fra le superfici affacciate della zona rientrante mentre il flusso magnetico occupa prevalentemente il corpo toroidale (fig. 2f). Per-

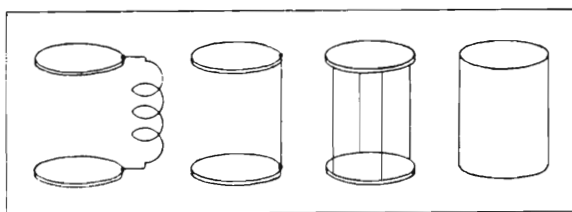



Fig. 3

Derivazione di una cavità risonante semplice (cilindrica) da un circuito a costanti concentrate.

ciò tale tipo di risonatore ha più stretta analogia con i circuiti a costanti concentrate. Però anche una cavità di tipo semplice si può considerare derivata da un circuito a costanti concentrate come è illustrato in figura 3 per una cavità cilindrica.

2. - Vari "modi" di oscillazione.

Nelle guide d'onda si sono considerati due «modi» fondamentali di propagazione delle onde lungo la guida. In uno di essi il campo ha una componente del vettore magnetico lungo l'asse della guida cioè nella direzione di propagazione mentre il vettore elettrico giace sempre su piani trasversali, perciò il «modo» si indica con TE; l'altro ha invece una componente del vettore elettrico nella direzione di propagazione e si indica perciò con TM perchè il vettore magnetico è trasversale.

Nelle cavità risonanti non vi è una direzione di propagazione ma si può spesso individuare un asse principale rispetto al quale i «modi» di oscillazione possono ancora essere suddivisi nei tipi TE e TM. Così per esempio, nella figura 4 sono rappresentati quattro modi di oscillazione di una cavità cilindrica che sono classificati TE o TM facendo riferimento all'asse del cilindro z. Si noti che tali modi di oscillazione sono quelli corrispondenti ai quattro modi di propagazione in una guida d'onda cilin-

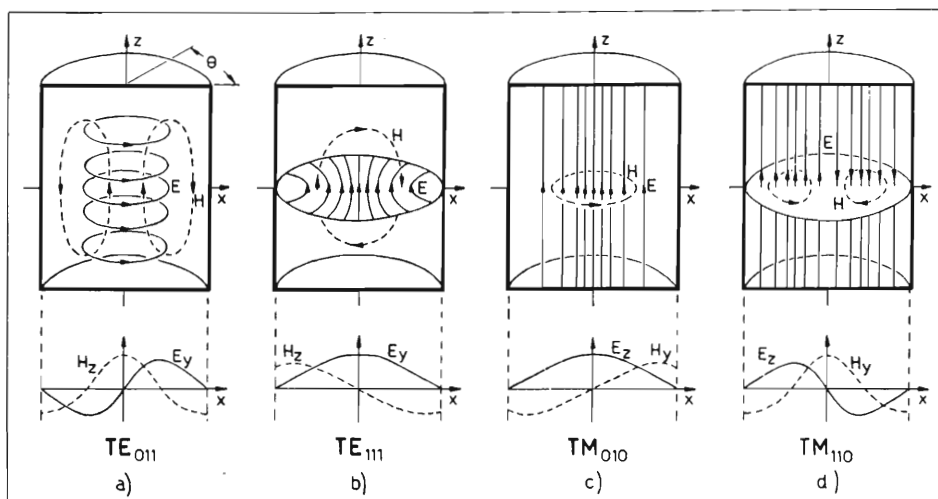



FIG. 4
Modi fondamentali di oscillazione in una cavità cilindrica (rappresentata in sezione). Sotto sono indicati i diagrammi che danno l'andamento del campo elettrico (E_y se diretto ortogonalmente al disegno, E_z se diretto verticalmente) e del campo magnetico (H_y ed H_z analogamente) lungo l'asse x del cilindro.

drica, rappresentati nella figura 9 del capitolo IV. Il significato degli indici è spiegato nel paragrafo 6B.

Si possono immaginare facilmente oscillazioni armoniche di ordine superiore ([1]) ed a tale proposito si vedano le figure 10, 11, 12, 13, 14, 15 del capitolo IV. In tali figure le linee continue rappresentano altresì le linee di corrente nelle piastre di estremità della cavità cilindrica (bibl. 12).

La classificazione suddetta perde il suo significato quando non si possa individuare nella cavità un asse principale, come succede nella sfera, nel cubo, ecc.

In generale un tipo di oscillazione assume importanza preminente rispetto agli altri.

3. - Cenno su procedimenti di calcolo delle cavità.

La figura 5 illustra la distribuzione del campo in una sfera; le figure 2f e 6a quella in una cavità rientrante.

Lo studio teorico di una cavità sferica si può fare immaginando che il campo sia creato da un piccolo dipolo disposto al centro (bibl. 2). Analogamente si può effettuare lo studio di una cavità cilindrica o prismatica; immaginando che il dipolo sia al centro del cilindro, disposto secondo il suo asse, il modo di oscillazione principale sarà il TM_{010} di figura 4c.

Per la cavità sferica a coni rientranti (figg. 2d, 6) nell'ipotesi che i due coni giungano fino al centro della sfera, pur senza toccarsi (il centro della sfera appartiene alla cavità e non è un punto di contatto) lo studio può essere condotto come per una linea uniforme di lunghezza r (bibl. 7, 8, 14); risulta infatti che l'induttanza e la capacità distribuite per ogni unità

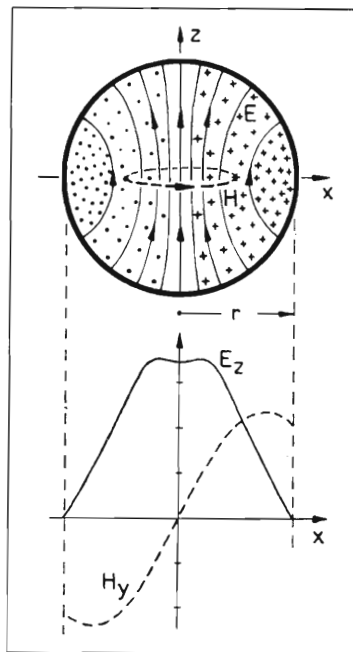



FIG. 5
Distribuzione del campo elettromagnetico in una sfera (sono segnate sia le « punte » •, sia le « code » + delle linee di forza magnetiche).

([1]) In ogni cavità, indipendentemente dalla sua forma, i « modi » di oscillazione sono infiniti e tanto più fitti quanto minore è la lunghezza d'onda considerata rispetto a quella fondamentale. Il numero N di essi aventi una lunghezza d'onda di risonanza maggiore di un qualsiasi valore arbi-

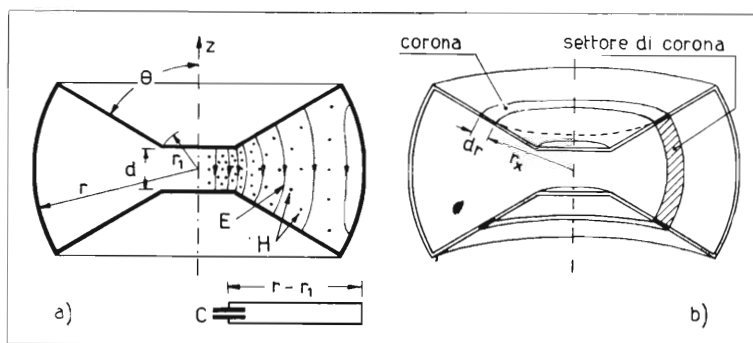



FIG. 6
Distribuzione del campo (segnata solo nella metà di destra) in una cavità rientrante e suo circuito equivalente.

di lunghezza sono costanti ([2]). Se la cavità presenta al centro due superfici piane affacciate come in figura 6 la cavità può essere ritenuta equivalente ad una linea uniforme avente all'entrata una capacità derivata uguale a quella esistente fra le due superfici piane della cavità (v. circuito equivalente in fig. 6a) e lo studio può essere condotto ancora coi metodi usati per le linee.

4. - Coefficiente di qualità di un risonatore a cavità.

Se la cavità risonante è completamente chiusa, cioè se non vi sono perdite di energia dovute all'irradiazione, le sole perdite residue sono dovute alla resistività del conduttore di cui sono formate le pareti della cavità e

---

trario di λ è dato approssimativamente per le cavità semplici da:

$$N = \frac{8\pi}{3} \frac{V}{\lambda^3} = 8{,}37 \frac{V}{\lambda^3} . \qquad [1]$$

dove: V = volume della cavità. La formula sopra scritta è valida a condizione che, riferendo la cavità a tre direzioni ortogonali (p. es. x, y, z, fig. 2c) si considerino distinti i modi corrispondenti a tutte e tre le direzioni. Se nel prisma retto $a = b$ ovviamente a due a due i modi risulteranno identici e orientati a 90° fra loro, quindi il loro numero effettivo diventerà metà; lo stesso avviene per il cilindro a sezione circolare (mentre i modi sono distinti se la sezione del cilindro invece che circolare è elittica). Per la sfera e per il cubo i modi effettivi saranno in numero ancora più ridotto e pari a circa 1/6 di quelli dati dalla [1].

([2]) Considerando la capacità fra due corone corrispondenti ricavate sulle superfici interne di ciascun cono (fig. 6b); si può osservare che l'area cresce linearmente al crescere della variabile r_x, ma proporzionalmente ad r_x cresce anche la distanza fra le due corone, perciò la capacità per unità di lunghezza (dr = cost) rimane costante. Analogamente consideriamo il flusso magnetico concatenato con un settore di corona (fig. 6b) fra i due coni; al crescere di r_x cresce l'area di concatenamento ma diminuisce la densità del flusso (fig. 6a) perciò l'induttanza per unità di lunghezza rimane pure costante.

all'angolo di perdita del dielettrico che vi è nell'interno; se quest'ultimo è il vuoto o l'aria secca le perdite dielettriche sono nulle o trascurabili rispetto a quelle dovute alla resistività delle pareti.

In seguito all'effetto di pelle le correnti a radiofrequenza restano limitate ad un sottilissimo strato superficiale di spessore δ, chiamato *spessore di penetrazione* o semplicemente *penetrazione* e dato da:

[2] $$\delta = \sqrt{\frac{2\varrho}{\omega\mu}} = \sqrt{\frac{\varrho_{rame}}{\pi\mu_0}} \cdot \sqrt{\frac{\varrho_r}{f\mu_r}}^{(3)} = 6{,}7\sqrt{\frac{\varrho_r}{f\mu_r}}\ .$$

dove: δ in cm; f in Hz; ρ_r = resistività del conduttore riferita a quella del rame; μ_r = permeabilità relativa del conduttore.

Per il rame si ha ovviamente $\varrho_r = 1$, $\mu_r = 1$ quindi:

[2'] $$\delta = 6{,}7 \ / \ \sqrt{f} \qquad \text{(cm, Hz)}.$$

Si chiama *coefficiente di risonanza* o di *qualità* Q della cavità il rapporto:

[3] $$Q = 2\pi\ \frac{\text{Energia immagazzinata}}{\text{Energia perduta in un periodo}}\ ^{(4)}\ .$$

L'espressione generale del coefficiente di qualità, rimanendo valida l'ipotesi che le perdite nel dielettrico siano trascurabili e che sia $\varepsilon_r = 1$ e $\mu_r = 1$, è la seguente:

[3'] $$Q = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{\int_V H^2 \mathrm{d}V}{\int_S H^2 \mathrm{d}S}$$

dove l'integrale al numeratore va esteso a tutto il volume V della cavità e l'integrale al denominatore va esteso a tutta la superficie interna S della cavità.

---

(3) $$\sqrt{\frac{\varrho_{rame}}{\pi\mu_0}} = \sqrt{\frac{0{,}0175 \cdot 10^{-6}}{3{,}14 \cdot 1{,}256 \cdot 10^{-6}}} = 0{,}0667$$

con tale fattore δ risulta espresso in metri.

(4) Si noti che tale definizione coincide con quella data nel volume I° per il coefficiente di risonanza (indicato con ε) di un circuito oscillatorio. Si ha infatti: $\varepsilon = Q = \pi/\text{decrem. log.}$ (formula [25] di § 114); ma si ha anche decrem. log. $= \Delta W/W$ (formula [17] di § 107) dove W è l'energia immagazzinata e ΔW è l'energia perduta in *mezzo* periodo.

La quantità:

[4] $$Q\,\frac{\delta}{\lambda} = \frac{2}{\lambda}\,\frac{\int_V H^2 \mathrm{d}V}{\int_S H^2 \mathrm{d}S}$$

dipende solo dalla forma e dal «modo» di oscillazione della cavità ed è chiamata *fattore di forma* del risonatore. Per i modi per i quali $H = \text{cost}$ (p. es. TM_{010} della cavità cilindrica fig. 4c) si ha ovviamente:

[4'] $$Q\,\frac{\delta}{\lambda} = \frac{2}{\lambda}\,\frac{V}{S}\,.$$

La [4'] è verificata con discreta approssimazione anche se H non è costante, per tutte le cavità di forma semplice (non rientranti) e per i modi fondamentali in cui il *valor medio* di H^2 sulla superficie risulta poco diverso dal *valor medio* di H^2 nell'interno della cavità. La [4'] non è valida, neppure approssimativamente, per i modi più elevati. Resta però valida la conseguenza che da essa si desume e cioè che al crescere della frequenza f cioè al diminuire della lunghezza d'onda λ (ossia per i modi più elevati) il fattore di forma di una prefissata cavità (V ed S costanti) cresce.

5. - Resistenza dinamica di un risonatore a cavità.

L'impedenza lungo una linea di forza del campo elettrico E è il rapporto fra il quadrato della tensione lungo tale linea diviso per la potenza perduta P nel risonatore e diviso ancora per due ([5]).

Generalmente la linea di forza considerata è l'asse principale della cavità.

Tale impedenza corrisponde all'impedenza in parallelo di un circuito oscillatorio e in risonanza diventa una resistenza ohmica, chiamata *resistenza dinamica* o in *parallelo*. Si ha cioè:

[5] $$R_P = \frac{V_0^2}{2P}$$

([5]) La divisione per due corrisponde a passare dal quadrato del valore massimo al quadrato del valore efficace della tensione lungo la linea di forza.

dove, $V_0 = \int_x E\,dx$, cioè è la tensione totale lungo tutta la linea di forza allorchè la cavità è in risonanza.

I valori che si ottengono per R_P sono generalmente molto elevati, specialmente per le cavità semplici. Quelle rientranti hanno resistenza dinamica minore; tuttavia, poichè essa si localizza lungo una distanza molto più piccola, la resistenza per unità di lunghezza risulta maggiore. Ciò è importante nel caso in cui il risonatore sia associato con un fascio elettronico; infatti per ottenere un piccolo tempo di transito degli elettroni fra le due pareti rientranti della cavità occorre ridurre la loro distanza ed aumentare la tensione applicata; ciò si rende possibile solo se la resistenza dinamica fra esse è elevata.

Quando di una cavità sono noti, la pulsazione di risonanza ω_0, il coefficiente di qualità Q e la resistenza dinamica R_P le sue proprietà in vicinanza della risonanza sono completamente determinate. L'impedenza in parallelo è infatti data da (6):

$$Z_P = \frac{R_P}{1 + 2jQ\Delta} \tag{6}$$

dove $\Delta = (\omega - \omega_0)/\omega_0$ è lo scarto percentuale dalla frequenza rispetto a quella di risonanza.

Si può infine osservare che un circuito a costanti concentrate, per essere equivalente alla cavità risonante, dovrebbe avere i seguenti valori delle relative costanti:

$$R_S = \frac{R_P}{Q^2} \quad ; \qquad L = \frac{R_P}{\omega_0 Q} \quad ; \qquad C = \frac{Q}{\omega_0 R_P} \quad . \tag{7}$$

---

(6) Considerando la cavità equivalente ad un circuito risonante in parallelo e tenendo conto delle $\omega_0^2 = 1/(LC)$; $Q = \omega C R_P$, si ha:

$$Z_P = \frac{1}{\frac{1}{R_P} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L}} = \frac{R_P}{1 + jR_P\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)} = \frac{R_P}{1 + jQ\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)} \; .$$

Se ora si pone $\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \Delta$ cioè $\frac{\omega_0}{\omega} = \frac{1}{1+\Delta}$ per piccole differenze fra ω ed ω_0 si ha: $\omega_0/\omega = \backsim 1 - \Delta$ e $\omega_0^2/\omega^2 = \backsim 1 - 2\Delta$ da cui $1 - \omega_0^2/\omega^2 = 2\Delta$; perciò si ottiene la [6].

6. - Valori di λ, Q, e R_P dei comuni risonatori di cavità.

A) *Risonatore sferico.* Oltre alle relazioni riportate nella tabella 2 (pag. 143), che si riferiscono al modo fondamentale (fig. 5) si può ricordare che il successivo massimo valore di λ è dato da:

[8] $$\lambda = 1{,}4\, r \; .$$

B) *Risonatore cilindrico.* La lunghezza d'onda è data da:

[9] $$\lambda = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{x_{mn}}{\pi r}\right)^2 + \left(\frac{p}{h}\right)^2}}$$

dove: r = raggio ed h = altezza del cilindro (fig. 2b); m, n, p sono i tre pedici che caratterizzano il modo, essi sono disposti al piede di TE o di TM nell'ordine sopra indicato (v. per es. fig. 4).

PER I MODI TM:

$p = 0, 1, 2, \ldots$ = numero intero di mezze onde di variazione del campo nella direzione dell'asse z del cilindro;

x_{mn} = parametro che annulla per l'n^{ma} volta la m^{ma} funzione di Bessel di 1ª specie cioè valore di x per cui si ha: $J_m(x) = 0$ per l'n^{ma} volta [7];

FIG. 7

Andamento di alcune funzioni di Bessel di prima specie (J_0, J_1, ... J_4) e delle corrispondenti funzioni derivate (J_0', J_1', ... J_4').

[7] Il campo elettrico, assiale (E_z), nei modi TM e trasversale (E_y) nei modi TE, ha intensità che, partendo dall'asse del cilindro in direzione x, varia secondo la m^{ma} funzione di Bessel di prima specie (fig. 7a) per i modi TM e secondo la *derivata* della m^{ma} funzione di Bessel di prima specie (fig. 7b) per i modi TE (v. p. es. fig. 4). La parete cilindrica della cavità, essendo conduttrice, deve trovarsi dove la componente tangenziale (E_z o E_y) è nulla; perciò tutti i valori di x che rendono nullo E_z nei modi TM ed E_y nei modi TE corrispondono ad un distinto regime di oscillazioni stazionarie della cavità, ossia ad un distinto «modo» di oscillazione.

PER I MODI TE:

$p \neq 0$ cioè $p = 1, 2, ... =$ numero intero di mezze onde di variazione del campo nella direzione dell'asse del cilindro;

$x_{mn} =$ parametro che annulla per l' n^{ma} volta la *derivata* della m^{ma} funzione di Bessel di prima specie ([7]), cioè valore di x per cui si ha: $J'_m(x) = 0$ ([8]) per l' n^{ma} volta.

I valori di x inferiori a 10 sono contenuti nella seguente tabella 1ª e sono parzialmente indicati nella figura 7.

TABELLA 1ª - VALORI DEL PARAMETRO x PER CUI SI HA $J_m(x) = 0$ (MODI TM) OPPURE $J'_m(x) = 0$ (MODI TE).

Modo mn	x_{mn}	Modo mn	x_{mn}	Modo mn	x_{mn}	Modo mn	x_{mn}
TE_{11}	1,841	TE_{41}	5,318	TE_{02}	7,016	TM_{03}	8,654
TM_{01}	2,405	TE_{12}	5,331	TE_{61}	7,501	TM_{51}	8,771
TE_{21}	3,054	TM_{02}	5,520	TM_{41}	7,588	TE_{42}	9,282
TM_{11}	3,832	TM_{31}	6,380	TE_{32}	8,015	TE_{81}	9,647
TE_{01}	3,832	TE_{51}	6,416	TM_{22}	8,417	TM_{32}	9,761
TE_{31}	4,201	TE_{22}	6,706	TE_{13}	8,536	TM_{61}	9,936
TM_{21}	5,136	TM_{12}	7,016	TE_{71}	8,578	TE_{23}	9,961

Per $p = 0$ (possibile solo per i modi TM) la [9] diventa

$$\lambda = \frac{2\pi r}{x_{mn}} \qquad [9']$$

e per il valore $x_{01} = 2,405$ si ha $\lambda = 2,61\, r$ (fig. 4c).

La [9] è tradotta in grafico nella figura 8 per un certo numero di modi.

C) *Risonatore prismatico retto.* Con le notazioni della figura 2c si ha la seguente espressione per λ:

$$\lambda = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{q}\right)^2 + \left(\frac{p}{h}\right)^2}} \qquad [10]$$

([8]) Ossia la funzione $J_m(x)$ presenta l' n^{mo} massimo, positivo o negativo.

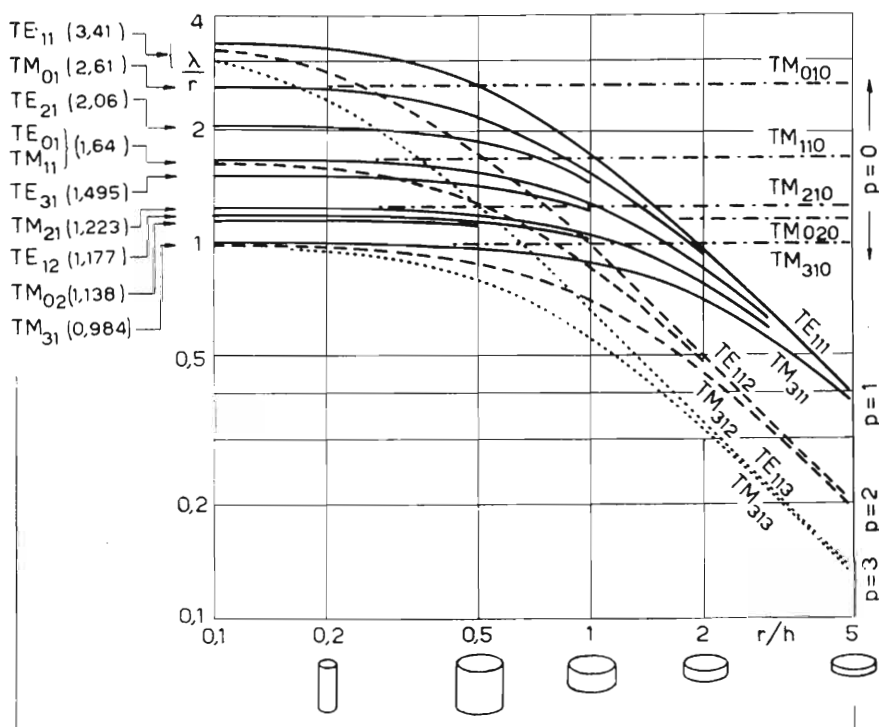



FIG. 8

Grafico che fornisce il valore della lunghezza d'onda di una cavità cilindrica riferita al raggio del cilindro (λ/r) in funzione del rapporto fra il raggio e l'altezza (r/h). Si noti che per piccoli valori di r/h (cavità alte) hanno importanza il modo e i due primi indici (m, n); invece per grandi valori di r/h (cavità piatte) ha importanza soprattutto il terzo indice (p), purchè esso non sia zero (solo modi TM).

dove m = numero di mezze onde di variaz. del campo secondo la direz. a; n = idem secondo la direzione b; p = idem secondo la direzione h.

Per $p = 0$ (modi TM), $m = n = 1$ (TM_{110} = modo fondamentale) $a = b$ si ha $\lambda = \sqrt{2}\,a$.

D) *Altri risonatori.* Nella tabella 2ª sono riportate le formule [11], [12], [13] che danno rispettivamente λ per il modo fondamentale e i relativi valori di Q e di R_P per le cavità illustrate in figura 2 (le lettere da a ad h con cui sono distinte le diverse cavità si debbono accoppiare anche al numero della relativa formula).

Si noti che nei risonatori cilindrici e prismatici oscillanti secondo il modo TM la lunghezza d'onda dipende solo dalle dimensioni trasversali (r per il cilindro, a e b per il prisma).

Analogamente nella sfera a coni rientranti ideale la lunghezza d'onda

TABELLA 2ª - VALORI DELLA LUNGHEZZA D'ONDA λ, DEL COEFFICIENTE DI QUALITA' Q, E DELLA RESISTENZA DINAMICA R_P PER VARI TIPI DI CAVITA' RISONANTI (fig. 2).

Dimensioni in cm - Pareti della cavità in rame (δ data dalla [2']); interno della cavità vuoto o aria secca ($\varepsilon_r = 1$ perdite trascurabili).

	Tipo di cavità	Modo	Figure	[11]* λ	[12]* Q	[13]* R_P (ohm)
CAVITÀ SEMPLICI	Sfera	fond.	2a ; 5	$2{,}285\, r$	$0{,}726\, r/\delta$	$57{,}7\, r/\delta$
	Cilindro	TM_{010}	2b ; 4c	$2{,}61\, r$	$\frac{1}{1 + r/h} \cdot \frac{r}{\delta}$	$\frac{72{,}2}{1 + r/h} \cdot \frac{h}{\delta}$
	Prisma retto a sezione quadrata	TM_{010}	2c ($a = b$)	$\sqrt{2}\, a$	$\frac{1}{2 + a/h} \cdot \frac{a}{\delta}$	$\frac{129}{2 + a/h} \cdot \frac{h}{\delta}$
CAVITÀ RIENTRNATI	Sfera a coni rientranti ideale	fond.	2d ($d \ll r$)	$4\, r$	fig. 10 $\frac{\lg_e \operatorname{cotg} \frac{\theta}{2}}{\lg_e \operatorname{cotg} \frac{\theta}{2} + \frac{0{,}825}{\operatorname{sen} \theta}} \cdot \frac{r}{\delta}$	fig. 12
	Semisfera a cono rientrante ideale	fond.	2e ($d \ll r$)	$4\, r$	fig. 10 $\frac{\lg_e \operatorname{cotg} \frac{\theta}{2}}{\lg_e \operatorname{cotg} \frac{\theta}{2} + 0{,}825 \left(\frac{1}{\operatorname{sen} \theta} + 1\right)} \frac{r}{\delta}$	
	Toroidale a sezione rettangolare	fond.	2f	$2\pi r_1 \sqrt{\frac{h}{2d} \lg_e \frac{r}{r_1}}$	$\frac{\lg_e \frac{r}{r_1}}{\frac{h(r + r_1)}{2rr_1} + \lg_e \frac{r}{r_1}} \cdot \frac{h}{\delta}$	$\frac{376 \frac{h}{\lambda} \lg_e \frac{r}{r_1}}{\frac{h(r + r_1)}{2rr_1} + \lg_e \frac{r}{r_1}} \cdot \frac{h}{\delta}$
	Toroidale a sez. rettang. dissimmetr.	fond.	2g	$2\pi r_1 \sqrt{\frac{h}{d} \lg_e \frac{r}{r_1}}$	$\frac{2 \lg_e \frac{r}{r_1}}{h \frac{r + r_1}{rr_1} + \lg_e \frac{r}{r_1}} \cdot \frac{h}{\delta}$	$\frac{753 \frac{h}{\lambda} \lg_e \frac{r}{r_1}}{\frac{h(r + r_1)}{rr_1} + \lg_e \frac{r}{r_1}} \cdot \frac{h}{\delta}$
	Toroidale a sezione circolare	fond.	2h	$2\pi r_1 \sqrt{\frac{\pi r}{d}\left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^2}\right)}$		

* Questo numero, assieme alla lettera corrispondente a ciascuna riga (cioè a ciascuna cavità di fig. 2) serve ad individuare le formule riportate in questa tabella.

non dipende dall'angolo θ di apertura del cono. Invece se i due coni sono troncati con due piani ortogonali all'asse z ad una distanza $d = 2r_1 \cos\theta$ (fig. 6) al crescere di r_1/r, la lunghezza d'onda della cavità, del valore $\lambda = 4r$ che essa presenta per $r_1 \ll r$ ($d \ll r$), tende ad un valore compreso fra $\lambda = 2{,}29\,r$ (sfera - $\theta \to 0$) e $\lambda = 2{,}61\,r$ (cilindro - $\theta \to 90°$) a seconda dell'angolo θ di apertura dei coni rientranti. La figura 9 mostra appunto come diminuisce λ al crescere di r_1/r per $\theta = 45°$ (linea continua) ed entro quali limiti è contenuto tale diagramma al variare di θ fra 0° e 90°.

La figura 10 dà l'andamento del fattore $Q\delta/r$ per la cavità sferica a

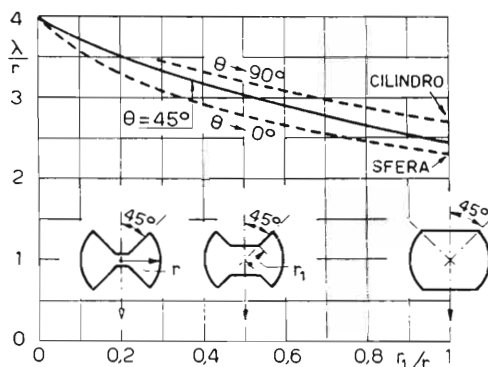



FIG. 9
Riduzione della lunghezza d'onda fondamentale di una cavità sferica a coni rientranti con l'aumentare di r_1 (v. fig. 6) cioè della distanza fra le superfici rientranti, per $\theta = 45°$ (linea continua); le linee a tratti indicano i limiti di λ/r al diminuire ($\theta \to 0°$) o all'aumentare ($\theta \to 90°$) dell'angolo di apertura dei coni.

FIG. 10
Andamento del fattore $Q\delta/r$ per la cavità sferica a coni rientranti (curva 1) e per quella semisferica a coni rientranti (curva 2) quasi ideali ($d \ll r$) al variare dell'angolo di apertura dei coni θ.

FIG. 11
Andamento del fattore $Q\delta/r$ per la cavità sferica a coni rientranti con angolo $\theta = 45°$, troncati con rapporto r_1/r variabile.

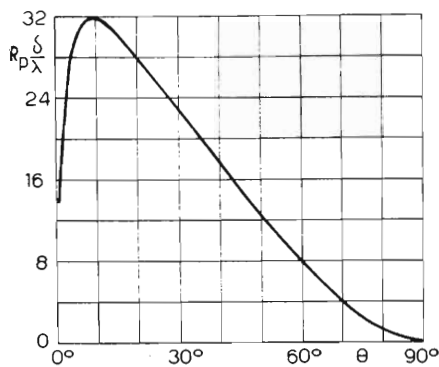



FIG. 12
Andamento del fattore $R_p\,\delta/\lambda$ per la cavità sferica a coni rientranti ideale ($d \ll r$) in funzione di θ.

coni rientranti ideale ($d \ll r$ ossia $r_1 \ll r$) di figura 2d (curva *1*) e per la cavità semisferica a cono rientrante ideale di figura 2e (curva *2*) in funzione dell'angolo θ di apertura dei coni. Tali curve riproducono rispettivamente l'andamento delle espressioni [12d] e [12e] contenute nella tabella 2ª e consentono ovviamente di ricavare Q per tali cavità. Il diagramma di figura 11 (bibl. 8) consente di ricavare il Q di una cavità sferica a coni rientranti troncati, per $\theta = 45°$. Infine il diagramma di figura 12 (bibl. 4) permette di ricavare R_P per la cavità sferica a coni rientranti ideale ($d \ll r$, fig. 2d).

La tabella 3ª contiene le dimensioni e i valori di Q ed R_P per cavità in rame di varie forme, tutte risonanti sulla frequenza di 30 cm. Si può osservare che i valori ottenuti per Q ed R_P sono molto elevati nei confronti di quelli ottenibili con circuiti oscillatori a costanti concentrate anche se questi sono usati nel campo di frequenze per essi più favorevole. Si può anche osservare che, come s'è già detto, le cavità semplici con elevato rapporto fra volume e superficie offrono valori più elevati di Q ed R_P. Per contro le cavità rientranti non solo presentano nel punto di strozzatura un più elevato rapporto R_P/d ma hanno anche dimensioni più ridotte a parità di λ.

TABELLA 3ª - DIMENSIONI, FATTORE DI QUALITA' E RESISTENZA PARALLELO DI CAVITA' RISONANTI PER $\lambda = 30$ cm ($f = 10^3$ MHz); AVENTI PARETI DI RAME ($\rho = 0{,}0175\,\mu$ ohm · m, $\mu_r = 1$); INTERNO VUOTO, ARIA O GAS PER CUI $\varepsilon_r = 1$.

Cavità:	Sferica fig. 2a	Cilindrica $h = 2r$ fig. 2b	Cubica $a = b = h$ fig. 2c	Sferica a coni rientranti $\theta = 30°$ $d \ll r$ fig. 2d	Toroidale a sezione rettangolare $h = r = 4r_1$ $d = h/10$ fig. 2 f
Dimens. (cm)	$r = 13{,}1$	$r = 11{,}5$ $h = 23$	$a = b = h =$ $= 21{,}2$	$r = 7{,}5$	$h = r = 7{,}24$ $r_1 = 1{,}81$; $d = 0{,}724$
Q	45000	36300	33500	15600	12250
R_P(Mohm)	3,58	5,24	4,32	3,2	1,11

Per altri valori di λ le dimensioni risultano proporzionali a λ, mentre Q ed R_P risultano proporzionali a $\sqrt{\lambda}$

7. - Principio di similitudine ed altre proprietà delle cavità.

Il calcolo della lunghezza d'onda λ è fatto supponendo le pareti perfettamente conduttrici; il calcolo di Q ed R_P (che dipendono dalla conducibilità del conduttore che forma le pareti) è fatto supponendo che λ non vari al variare di tale conducibilità. Poichè Q è generalmente molto alto l'approssimazione è estremamente buona.

Un aumento di tutte le dimensioni lineari della cavità secondo un coefficiente k determina un aumento di λ secondo lo stesso coefficiente k.

Risulta inoltre che Q ed R_P sono proporzionali a $\sqrt{\text{dimens. cavità}}$ [8] cioè a $\sqrt{k}$. È questo il *principio di similitudine*.

In base a questo principio si possono progettare risonatori di forma non suscettibile di calcolo: si costruisce prima un risonatore della forma desiderata e di dimensioni prossime a quelle definitive; si misura la lunghezza d'onda che esso presenta in pratica e si modificano *tutte* le dimensioni in proporzione del rapporto k fra la lunghezza d'onda che si vuol ottenere e quella misurata; misurando Q ed R_P sul modello si potranno predeterminare i valori che questi due coefficienti avranno nella cavità definitiva.

Se le pareti non sono di rame nel calcolo di δ (formula [2]) occorre tener conto della resistività del conduttore usato riferita a quella del rame $\varrho_r = \varrho / \varrho_{rame}$; perciò Q ed R_P risultano *inversamente proporzionali* a $\sqrt{\varrho_r}$.

Se il conduttore usato presenta inoltre una permeabilità relativa $\mu_r = \mu / \mu_0$ per es. maggiore di 1 (materiale magnetico) bisogna tenerne conto, non solo nel calcolo di δ, ma anche in quello di Q ed R_P, che vanno entrambi divisi per μ_r; perciò Q ed R_P risultano *inversamente proporzionadi* a $\sqrt{\mu_r}$.

Supponiamo che nell'interno di una cavità, invece di esserci il *vuoto* o l'*aria secca* [9], vi sia un dielettrico di costanti relative μ_{rd} (da non confondersi con μ_r delle pareti) ed ε_{rd}. Facciamo astrazione dalle perdite introdotte da tale dielettrico che determinano una riduzione di Q e di R_P. Nell'interno della cavità, cioè in seno al dielettrico, la lunghezza

---

[8] Infatti nelle formule [12] e [13] della tab. 2ª compare il termine r/δ (o h/δ); si ha: r (od h) $\equiv$ dimensioni cavità; dalla [2] $\delta \equiv 1/\sqrt{f} \equiv \sqrt{\lambda} \equiv \sqrt{\text{dimens. cavità}}$; perciò: r/δ (o h/δ) $\equiv$ $\equiv \sqrt{\text{dimens. cavità}}$.

[9] Se vi è il vuoto si ha $\mu_0 = 1{,}257$ μH/m ed $\varepsilon_0 = 8{,}854$ pF/m; tali valori sono praticamente identici anche per l'*aria* e molti altri gas *secchi*.

d'onda λ_0, essendo legata alle dimensioni, non varia; varia invece la velocità di propagazione che, nel dielettrico, diviene:

$$u_d = \frac{u}{\sqrt{\mu_{rd}\varepsilon_{rd}}} ;$$

quindi la frequenza delle oscillazioni $f = u_d / \lambda_0$ varia proporzionalmente a $1/\sqrt{\mu_{rd}\,\varepsilon_{rd}}$; allora la lunghezza delle onde corrispondenti nello spazio vuoto risulta:

[14] $$\lambda = \frac{u}{f} = \frac{u}{u_d}\lambda_0 = \sqrt{\mu_{rd}\varepsilon_{rd}}\,\lambda_0 ,$$

dove λ_0 dipende solo dalle dimensioni della cavità; perciò λ risulta proporzionale alla radice quadrata delle costanti del dielettrico che occupa la cavità.

Riassumendo: si possono fissare le seguenti leggi di proporzionalità:

[14'] $$\lambda \equiv \text{dimensioni della cavità} ; \qquad \lambda \equiv \sqrt{\mu_{rd}\,\varepsilon_{rd}}$$

[15] $$Q \text{ e } R_P \equiv \sqrt{\frac{\text{dimens. cavità}}{\varrho_r \mu_r}} .$$

Per: *argento, oro, alluminio, zinco, ottone* si ha:

$$\varrho_r = 0{,}94, \quad 1{,}37, \quad 1{,}65, \quad 3{,}4, \quad \backsim 4 \quad (\mu_r = 1) ;$$

perciò una cavità placcata in argento o in oro, o fatta degli altri metalli avrà un fattore di merito e una resistenza dinamica che staranno, rispetto a quelli della stessa cavità in rame, nei rapporti:

$$1{,}03, \quad 0{,}86, \quad 0{,}78, \quad 0{,}54, \quad \backsim 0{,}5 .$$

Al variare della temperatura e dell'umidità in una cavità la frequenza di risonanza varia per due ragioni:

1) Perchè variano le dimensioni in proporzione del coefficiente di dilatazione termica del metallo di cui è formata la cavità; si ha:

Metallo	argento	oro	rame	alluminio	zinco	acciaio	invar
Coeff. dilataz. lineare per °C 10^{-6} ×	19	14	17	24	17	12	1,5

2) Perchè al variare dell'umidità varia la costante dielettrica dell'aria (questa dipende dal contenuto in vapor acqueo, che cambia coll'umidità relativa a temperatura costante e con la temperatura a parità di umi-

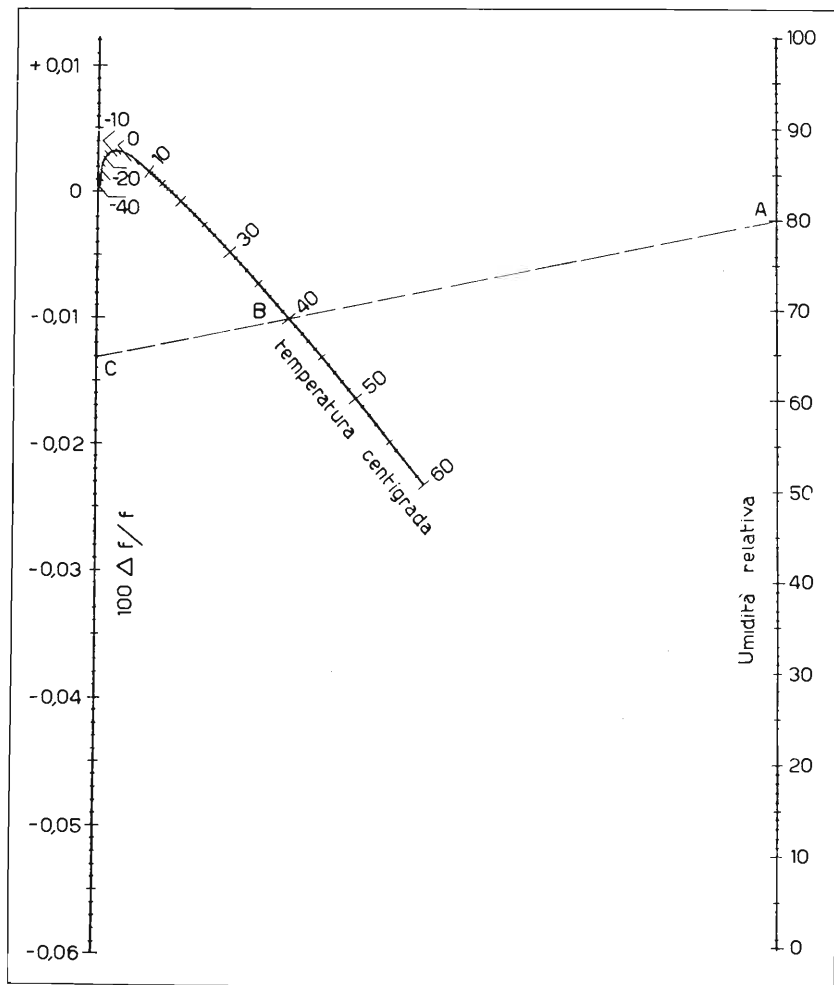



FIG. 13

Nomogramma per il calcolo della variazione percentuale ($100\Delta f/f$) della frequenza di risonanza di una cavità, dovuta alle variazioni di temperatura e di umidità. Esso è riferito a 25° C e 60 % di umidità relativa. Fornisce, sulla scala di sinistra la correzione da sommare (sottrarre se vi è il segno meno) alla frequenza della cavità, dovuta alle variazioni della costante dielettrica dell'aria per effetto delle variazioni di temperatura e di umidità relativa.

La correzione è valida entro le normali variazioni di pressione atmosferica al livello del mare.

Ulteriori correzioni, non comprese nel nomogramma, sono da introdurre: 1°) per effetto delle variazioni di dimensioni della cavità dovute alle variazioni di temperatura, come è indicato nel testo; 2°) per effetto delle variazioni di pressione atmosferica se la cavità è usata ad alte quote.

L'uso del diagramma è chiarito dal seguente esempio:

Dati: umidità 80 % (punto A); temp. 40 °C (punto B). Correzione percentuale: $100\Delta f/f = -0{,}013$ (punto C).

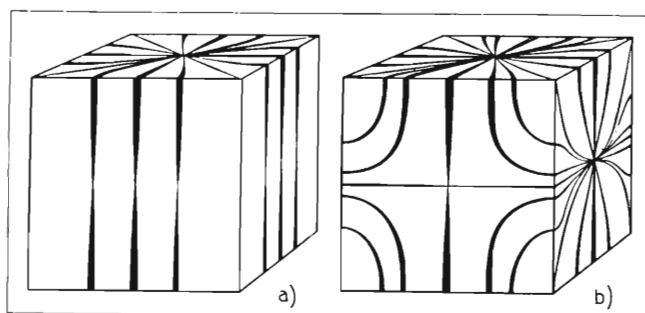



FIG. 14
Distribuzione della densità di corrente, supposta proporzionale allo spessore delle linee sulle pareti, di una cavità cubica. Se gli spigoli verticali presentano resistenza elevata il modo b) resta eliminato od attenuato mentre il modo a) non subisce alcuna modificazione.

dità relativa). La variazione della frequenza di risonanza Δf in seguito a quest'ultimo effetto è dato dal grafico della figura 13 (bibl. 11) che è riferito a 25° C e 60 % di umidità relativa.

Poichè in pratica per attuare una cavità è necessario effettuare dei giunti lungo le pareti metalliche, si deve prevedere che tali giunti siano collocati dove la corrente lungo le pareti della cavità è nulla; oppure risultino paralleli alle linee di corrente (figg. da 10 a 15 del Cap. IV). Infatti i giunti che debbono essere attraversati da corrente introducono generalmente forti perdite perchè tali correnti sono molto grandi ed anche piccoli aumenti localizzati della resistenza superficiale riducono fortemente Q ed R_p . Si può mettere a profitto questo fatto per eliminare o ridurre in una cavità alcuni modi di oscillazione indesiderati; basta individuare, sulle pareti, delle linee lungo le quali la corrente debba essere nulla o molto piccola per il modo desiderato ed elevata per i modi che si vogliono eliminare e praticare, lungo tali linee, un sottile solco che interrompa la continuità elettrica della superficie. Per esempio per eliminare nella cavità cubica di figura 14 (bibl. 14) il modo corrispondente alla distribuzione di corrente rappresentata schematicamente in b) senza alterare la a) basterà che i quattro spigoli verticali del cubo presentino una resistività elevata. Tali spigoli non sono infatti attraversati da corrente nel caso a) mentre sono attraversati da corrente nel caso b).

8. - Cavità regolabili.

Si possono attuare cavità che consentono una regolazione della frequenza di risonanza in una gamma più o meno vasta. Una regolazione relativamente ampia può essere necessaria per attuare *ondametri a cavità*. Vice-

versa per ottenere l'accordo esatto sulla frequenza di lavoro si richiedono piccole regolazioni di affinamento dato che la frequenza suddetta è generalmente fissa.

A) Regolazioni ampie - Ondametri.

Per coprire una gamma di frequenze abbastanza vasta si adottano principalmente due tipi di regolazione:

1) lo spostamento della parete di estremità di una cavità prismatica, o meglio, cilindrica;

2) l'introduzione nella cavità, generalmente cilindrica, di un'asta conduttrice.

Il primo tipo è illustrato dalla figura 15a. La piastra di estremità supe-

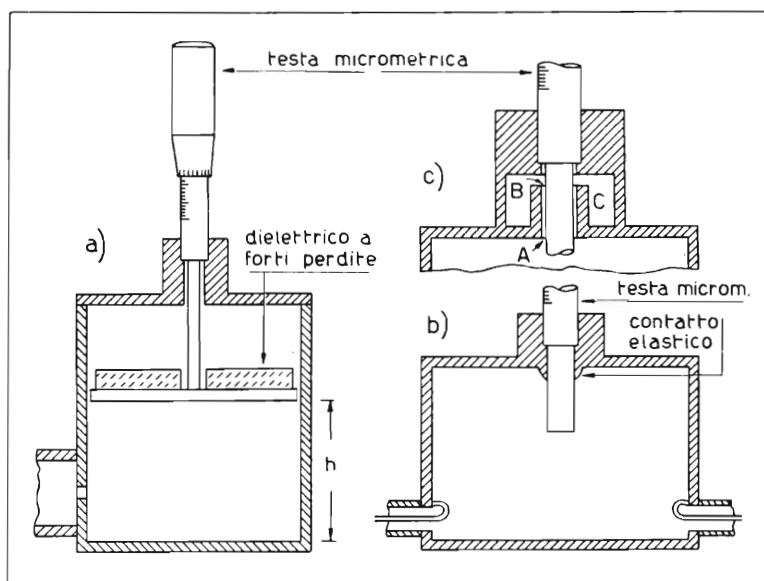



Fig. 15
Cavità risonanti regolabili: a) spostando la piastra di estremità; b) e c) introducendo nella cavità un'asta metallica. In a) non è necessario il contatto elettrico fra piastra e parete perchè, per il modo TE_{011} (fig. 4a), in tale contatto non passa corrente; il dielettrico a forti perdite dietro la piastra evita oscillazioni spurie. In b) il contatto fra asta e cavità è metallico; in c) il contatto è dovuto alla linea coassiale AB a bassa impedenza caratteristica accordata in quarto d'onda e aperta in B (v. fig. 23 Cap. IV).

riore è mobile assialmente; essa è comandata da una testa micrometrica che consente di variare con precisione l'altezza h e quindi la lunghezza d'onda λ data dalla [9] cosicchè si può stabilire una relazione univoca fra le letture effettuate sulla testa micrometrica e le lunghezze d'onda corrispondenti ad un determinato modo di oscillazione.

Per ridurre i modi possibili di oscillazione la piastra mobile non è in contatto diretto con le pareti cilindriche della cavità. Si eliminano così i modi per i quali è richiesto un passaggio di corrente fra piastra e pareti. Se si tien conto che la corrente, oltre ad essere ovviamente tangenziale alle pareti, è altresì ortogonale al vettore del campo magnetico H (v. fig. 2, Cap. IV), si deduce che i modi possibili sono solo i TE; fra questi generalmente quello dominante è il modo TE_{011} (fig. 4a); ove si desideri rendere dominante il modo TE_{111} (fig. 4b) che corrisponde, a parità di dimensioni, a lunghezze d'onda maggiori (fig. 8) e che consente una regolazione più rapida (nella fig. 8 la curva TE_{111} è più inclinata di tutte le altre) si potrà praticare, lungo due generatrici diametralmente opposte, sulla superficie cilindrica, due fenditure che ne aumentino la resistenza superficiale. Riferendosi alla distribuzione del campo schematicamente rappresentata nella figura 4b tali fenditure dovranno trovarsi sul piano normale a quello x, z del disegno; ivi non si ha corrente superficiale, mentre la corrente (i cui filetti sono disposti in modo da chiudere, lungo la superficie cilindrica, le linee di forza E del campo elettrico) è massima sul piano del disegno x, z e diretta ortogonalmente ad esso.

Una costruzione che consenta di eliminare il contatto strisciante fra parete e piastra, oltre che più semplice, è altresì più sicura e stabile dato che riesce molto difficile realizzare un buon contatto, inalterabile nel tempo e con l'usura, lungo *tutta* la periferia.

Per attenuare i modi spuri, sia della cavità principale, sia di quella secondaria che si crea dietro la piastra mobile, questa porta posteriormente un disco di materiale dielettrico a forti perdite. Per i modi indesiderati della cavità principale dovrebbe scorrere una corrente fra la parete cilindrica e la piastra mobile attraverso la fenditura che le separa; ivi, non essendoci il contatto metallico, si localizzerà un campo che ecciterà la cavità secondaria dove il dielettrico assorbirà una notevole energia, determinando una attenuazione del campo corrispondente al modo indesiderato. Il modo dominante non richiede il passaggio di corrente nella fenditura e non eccita la cavità posteriore; perciò il coefficiente di qualità Q della cavità principale non risulta ridotto dalla presenza del dielettrico a forti perdite.

Le figure 15b) e c) illustrano il caso in cui la frequenza di risonanza della cavità è regolata mediante l'introduzione di un'asta conduttrice comandata da una testa micrometrica; la cavità risulta quindi del tipo di figura 2g.

In b) il contatto fra l'asta e la superficie interna della cavità è del tipo strisciante elastico; in c) il contatto non è metallico. AB si può considerare un tratto di linea coassiale avente impedenza caratteristica Z_c molto pic-

cola dato che il rapporto fra i diametri è prossimo ad 1. Se la lunghezza AB della linea è uguale a $\lambda/4$ e se nel punto B la linea si può considerare aperta (basterà che l'impedenza in B sia grande rispetto a Z_c) la linea presenta in A impedenza nulla. Per raggiungere tale scopo occorre dimensionare la lunghezza AB e la cavità C in relazione al centro della gamma di regolazione. Questo secondo metodo è da preferirsi a quello di figura 15b quando la gamma da coprire non è troppo estesa; in caso contrario per le frequenze estreme la linea coassiale AB e la cavità C non soddisfano alle condizioni suddette e l'impedenza in A diviene elevata.

B) Cavita' a cavo coassiale.

La figura 16 illustra l'andamento del campo elettrico (linee continue) in cavità che, dal tipo a) costituito da un tratto di lunghezza $\lambda/2$ di cavo coassiale cortocircuitato ad entrambe le estremità, per successiva riduzione della lunghezza del conduttore centrale, giunge fino alla soppressione com-

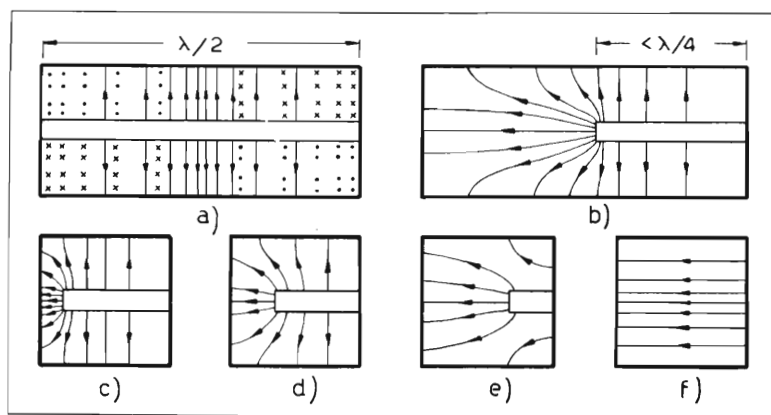



Fig. 16
Distribuzione del campo elettrico (linee continue) in cavità che, dal tipo costituito da un tratto di cavo coassiale in corto circuito alle due estremità a), o ad una sola b), per successiva riduzione del conduttore centrale si trasforma in una cavità cilindrica.

pleta di esso, trasformandosi in una cavità cilindrica (f). In a) la distribuzione del campo è trasversale sia per le linee di forza elettriche sia per quelle magnetiche che sono circolari e concentriche col conduttore centrale (modo TEM). In tutti gli altri casi di figura 16, mentre il campo magnetico è sempre trasversale, quello elettrico presenta una componente longitudinale variabile da tipo a tipo e, per i vari tipi, da punto a punto; in figura 16f la cavità oscilla secondo il modo TM_{010} (v. fig. 4c).

Se la cavità ha una lunghezza abbastanza grande rispetto al diametro e il conduttore interno rimane lontano da una estremità come in figura 16b si può ritenere che la cavità sia equivalente ad una linea coassiale cortocircuitata ad una estremità (destra in fig. 16b) ed aperta dall'altra (sinistra) per cui la lunghezza d'onda è poco superiore a 4 volte la lunghezza del conduttore interno.

Usando come ondametro una cavità costituita da un tratto di cavo coassiale del tipo di figura 16a la lunghezza d'onda può essere determinata anche senza una preventiva taratura, infatti la lunghezza assiale della cavità è un multiplo di $\lambda/2$.

Per tale tipo di ondametro da un lato la piastra di cortocircuito sarà fissa e saldata, dall'altro dovrà essere mobile. Questa invece di essere del tipo a contatto strisciante (sia sul conduttore interno, sia sulla periferia interna del cilindro - fig. 27a, Cap. III), potrà essere del tipo senza contatto.

Un tipo di piastra o, meglio, di «pistone» di cortocircuito senza contatto, accuratamente studiato e che presenta un ottimo comportamento entro una vasta gamma, le cui frequenze estreme possono stare fra loro in un rapporto di 1 a 3 ed anche superiore, è illustrato in figura 17 (bibl. 15). Il suo funzionamento è simile a quello della connessione fra cavità ed asta, illustrato in figura 15c e può essere così riassunto. I tratti di cavo coassiale costituiti dalla fessura fra la parete interna del conduttore esterno e il pistone (AB) oppure fra il pistone e il conduttore interno (A'B'), dato che il rapporto fra i diametri è molto prossimo all'unità, presentano impedenza caratteristica molto piccola; la loro lunghezza non è molto diversa da $\lambda/4$ perciò se in B (o B') il cavo è chiuso su un'impedenza molto grande rispetto alla sua impedenza caratteristica, qual'è quella della cavità C (o C'), in A (o A') esso offre una impedenza molto piccola rispetto all'impedenza caratteristica, la quale, come s'è detto, è già ridottissima. Il pistone presenta lo stesso comportamento in tutte e due le direzioni e ciò evita l'effetto dannoso delle riflessioni che si possono avere nella parte inutilizzata della linea coassiale.

FIG. 17
Pistone mobile di cortocircuito senza contatto elettrico per cavo coassiale usato come cavità risonante. Il funzionamento è simile a quello di fig. 15 c.

Per ottenere i migliori risultati occorre ridurre al minimo lo spessore delle fenditure fra il pistone e le pareti della linea coassiale e specialmente quello col conduttore interno (pochi decimi di mm) compabilmente con

una buona centratura lungo tutta la corsa (pochi centesimi di mm); per gamme d'onda con rapporto $1 \div 2$ o $1 \div 3$ conviene porre: $l = \lambda_m/6$ ([10]) dove λ_m è la lunghezza d'onda centrale della gamma ed $S = \infty 5$ volte lo spessore della fessura maggiore fra il pistone e le pareti del cavo coassiale; le pareti cilindriche del pistone devono essere più sottili possibile (bibl. 15).

C) Piccole regolazioni di accordo.

Per effettuare piccole regolazioni di accordo si possono adottare vari metodi, due dei quali sono indicati in figura 18. Essi consistono rispettivamente nel far penetrare, più o meno profondamente, una vite (fig. 18a) e nel far ruotare una paletta metallica (fig. 18b - tutta la regolazione nella rotazione di 90°). Tali organi modificano l'andamento delle linee di forza magnetiche come è illustrato in figura 18c, cioè riducono la regione occupata dal campo. L'effetto è equivalente ad una riduzione di induttanza in un circuito a costanti concentrate; si ha quindi un aumento di frequenza tanto più grande quanto più la vite è affondata nella cavità o la paletta ruotata ortogonalmente al flusso.

Fig. 18
Piccole regolazioni di accordo ottenute affondando nella cavità una vite a) o ruotando una parallela b). Si ottiene così una riduzione della regione occupata dal campo c).

Il campo di regolazione cresce se tali dispositivi sono posti ove il campo è più intenso ma crescono anche le perdite da essi introdotte.

Un altro mezzo per ottenere regolazioni entro una piccola gamma consiste nel rendere flessibile una parete della cavità e nel forzare, con opportuni organi di regolazione, tale parete, così da variare elasticamente le dimensioni della cavità (*squeeze box*).

9. - Accoppiamento delle cavità.

L'energia elettromagnetica può essere introdotta in una cavittà, o da essa raccolta, principalmente attraverso tre vie:

un *cavo coassiale*; una *guida d'onda*; un *fascetto di elettroni.*

([10]) La condizione $l = \lambda_m/4$ che può sembrare preferibile è invece troppo sfavorevole all'estremità inferiore della gamma cioè per λ_{min}.

A) ACCOPPIAMENTO CON CAVO COASSIALE.

Può essere effettuato in tre modi e cioè:

a) *connessione* del conduttore interno del cavo con quello della cavità, quando c'è (fig. 19a);

b) terminazione del cavo coassiale con una *spira* concatenata col flusso magnetico della cavità (fig. 19b);

c) terminazione del conduttore centrale del cavo con una *sonda* che entri nella cavità e risulti parallela al vettore elettrico ivi agente (fig. 19c).

Il primo tipo di accoppiamento è molto stretto e poco usato.

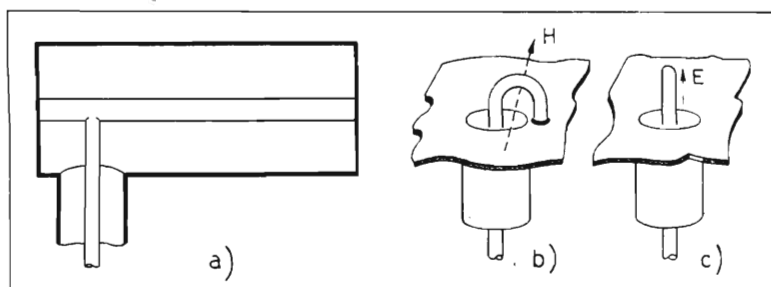



FIG. 19
Vari tipi di accoppiamento fra una cavità e un cavo coassiale: a) per connessione; b) magnetico mediante una spira; c) elettrico mediante una sonda.

Il luogo ove effettuare l'accoppiamento negli altri due casi e l'orientamento della spira, che deve essere ortogonale ad H, o della sonda, che deve essere parallela ad E, vanno scelti in relazione al modo di oscillazione che si desidera ottenere (o che si deve prelevare) nella cavità e contemporaneamente in maniera da ottenere la minima eccitazione o il minimo accoppiamento con tutti gli altri modi indesiderati. Dati i ridotti accoppiamenti richiesti in generale, sia la spira, sia la sonda non penetrano profondamente nella cavità. Del resto vicino alle pareti specialmente il campo magnetico H è spesso molto intenso.

Poichè in una cavità cilindrica per i modi TE_{01p} il campo elettrico è nullo su tutta la superficie interna della cavità, l'accoppiamento deve essere magnetico e non si può usare una sonda. Per il massimo accoppiamento la spira può essere collocata in due modi:

1) nella parete cilindrica ad una distanza pari ad $h/(2p)$ da una piastra di estremità, con l'asse della spira parallelo all'asse del cilindro (fig. 20a);

2) su una piastra di estremità a circa metà (48 %) fra il centro e lo spigolo, con l'asse della spira radiale (fig. 20b).

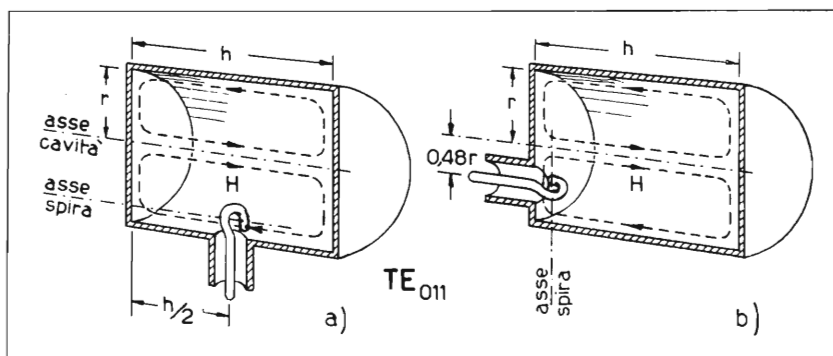



FIG. 20
Collocazione della spira per l'accoppiamento magnetico fra un cavo coassiale e una cavità risonante oscillante secondo il modo TE_{011}.

L'accoppiamento magnetico è proporzionale al flusso concatenato e quindi all'area della spira.

L'accoppiamento elettrico si può ritenere proporzionale al quadrato della lunghezza della sonda, purchè tale lunghezza sia inferiore o uguale a $\lambda/4$.

B) Accoppiamento con guida d'onda.

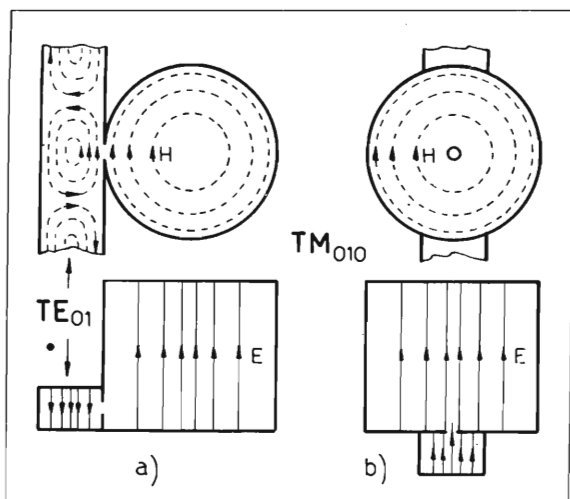



FIG. 21
Accoppiamento fra una guida d'onda con propagazione secondo il modo TE_{01} e una cavità oscillante secondo il modo TM_{010}; a) accoppiamento magnetico; b) accoppiamento elettrico.

Viene generalmente ottenuto attraverso un foro od una fenditura praticata su una sottile parete comune alla guida d'onda e alla cavità. Si avrà un accoppiamento magnetico se il campo *H* ha una componente *parallela* alla superficie del foro, sia nella guida, sia nella cavità (fig. 21a). Si avrà un accoppiamento elettrico se il campo *E* ha in entrambi, guida e cavità, una componente *ortogonale* alla superficie comune (fig. 21b).

	1A	2A	3A	1B	2B	3B
$\frac{\Delta f}{f} =$	$-0{,}01975\ \frac{\lambda^2 d^3}{r^4 h}$			$-0{,}0277\ \frac{p^2 \lambda^2 d^3}{r^2 h^3}$		
$\frac{1}{Q_c} =$	$\frac{0{,}0826\ \lambda^2 d^6}{\lambda' a b r^4 h}$	$\frac{0{,}0207\ \lambda' \lambda^2 d^6}{a b^3 r^4 h}$	come 1A	$\frac{0{,}116\ p^2 \lambda^2 d^6}{\lambda' a b r^2 h^3}$	$\frac{0{,}029\ p^2 \lambda' \lambda^2 d^6}{a b^3 r^2 h^3}$	come 1B

FIG. 22

Vari accoppiamenti, tutti magnetici, fra una guida d'onda (dimensionini $a \times b$, lunghezza d'onda λ', modo TE_{01}) con una cavità cilindrica (raggio r, altezza h, lunghezza d'onda λ, modo TE_{01p}). L'accoppiamento è fatto attraverso un foro di diametro d praticato nella parete comune sottile. L'accoppiamento produce una variazione relativa della frequenza di accordo $\Delta f/f$ data dalle relazioni sopra indicate. Inoltre l'apertura del foro causa un carico nella cavità dato da:

$$\frac{1}{Q_c} = \frac{\Delta W_c}{2\pi W_o} = \frac{\text{Energia perduta attraverso al foro in un periodo}}{2\pi \text{ Energia immagazzinata nella cavità}}$$

Il valore di $1/Q_c$ si può ricavare con le formule sopra riportate.

Se Q_o è il coefficiente di qualità della cavità senza apertura il coefficiente di qualità totale Q_t con l'apertura è data da:

$$Q_t = \frac{Q_o\, Q_c}{Q_o + Q_c}$$

Se la parete di separazione è sottile e il foro è piccolo l'accoppiamento è proporzionale alla *terza potenza del diametro* del foro.

La figura 22 illustra vari modi per accoppiare una guida d'onda rettangolare (dimensioni a, b) sede di onde TE_{10} con una cavità cilindrica (dimensioni h, r) oscillante secondo il modo TE_{01p}.

Attraverso una sottile fenditura l'accoppiamento elettrico sarà piccolo in ogni caso mentre quello magnetico potrà essere notevole se H ha, sia nella guida, sia nella cavità, una componente parallela alla fenditura. Si può quindi ottenere un accoppiamento puramente magnetico così da evitare o ridurre modi di oscillazione indesiderabili. Se la fenditura è ortogonale ad H (cioè parallela ai filetti di corrente, fig. 23) essa non disturba il regime interno mentre l'e-

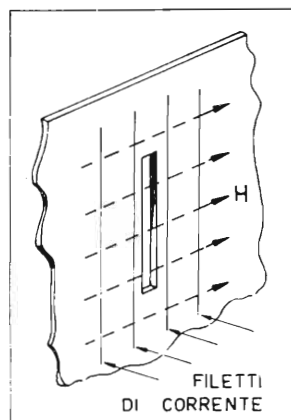



FIG. 23

Il campo magnetico H è parallelo alla parete metallica nella quale è praticata una sottile fenditura ortogonale ad H; la fenditura risulta allora parallela ai filetti di corrente che vengono perciò poco disturbati dalla presenza della fenditura.

nergia irradiata attraverso la fenditura è trascurabile. Si può quindi introdurre in una cavità o in una guida d'onde (Cap. IV, fig. 22), attraverso una fenditura così predisposta, una piccola sonda che consente di rilevare la distribuzione del campo e di constatare per esempio la presenza di onde stazionarie.

C) Condizioni di adattamento.

La linea (cavo coassiale o guida d'onda), l'elemento accoppiatore e la cavità spesso non hanno limiti netti di separazione fra loro. Conviene in tal caso considerare come frequenza di risonanza del sistema quella per la quale sulla linea si può notare il *minimo coefficiente di riflessione* (Cap. III, § 2) e quindi anche il *minimo rapporto di onde stazionarie* V_{max}/V_{min} (Cap. III, § 7). Conviene altresì cercare che l'organo di accoppiamento (spira, sonda, foro) presenti un'impedenza possibilmente uguale a quella caratteristica della linea.

D) Accoppiamento degli ondametri.

In figura 15a vi è un solo accoppiamento fra la cavità e il circuito eccitatore del quale si desidera conoscere la frequenza delle oscillazioni; nel caso particolare si tratta di un accoppiamento con una guida d'onda ottenuto con un foro (fig. 22).

Al variare dell'altezza h della cavità che serve da ondametro, questa entrerà in risonanza con il campo eccitatore; si avrà allora il massimo assorbimento di energia da parte della cavità (*ondametro ad assorbimento*) e si manifesterà nella guida d'onda una repentina variazione di regime che potrà venire indicata dalla corrispondente variazione della tensione raccolta da una sonda connessa ad uno strumento indicatore. L'indicazione così ottenuta dipende anche dalla distanza fra la sonda e il foro di accoppiamento (bibl. 23). Le condizioni migliori si hanno allorchè tale distanza è pari a $\lambda/4$, nel qual caso la risonanza è individuata dal *minimo* della tensione indicata; viceversa se la distanza fra la sonda e il foro di accoppiamento è pari a $\lambda/2$ la risonanza corrisponde ad un *massimo* dell'indicazione. Poichè non è sempre conveniente regolare anche tale distanza, assieme alla sintonia della cavità, è opportuno limitare l'uso di tali ondametri ad una banda relativamente stretta entro la quale la distanza suddetta risulti prossima a $\lambda/4$.

Nella figura 15b vi sono due accoppiamenti, uno con la linea di entrata dell'energia, l'altro con la linea connessa all'indicatore di risonanza. Nel caso della figura 15b ambedue le linee sono costituite da cavi coassiali accoppiati alla cavità mediante una piccola spira formata dal condut-

tore centrale del cavo coassiale (figg. 19b, 20). Ovviamente le due linee si possono scambiare tra loro. Solo in risonanza si ha un trasferimento di energia dall'una all'altra linea (*ondametro a trasferimento*) e quindi un'indicazione all'uscita.

Questo metodo consente la separazione di frequenze di risonanza anche molto vicine, specialmente se la cavità ha un coefficiente di qualità Q molto elevato mentre nel caso precedente (fig. 15a) l'indicazione permanente che si ha fuori risonanza maschera facilmente le risonanze meno accentuate. Perciò gli ondametri a due linee possono essere anche usati come *analizzatori d'onde* complesse e la loro capacità di separare componenti di frequenze molto vicine, dipendente dal loro Q, è chiamata *potere risolutoré*. Per ottenere un elevato potere risolutore, oltre a scegliere convenientemente la forma della cavità (elevato rapporto «volume/superficie» formula [4']) e il modo di oscillazione (si può per esempio scegliere una cavità cilindrica oscillante secondo il modo TE_{011}) si devono proporzionare opportunamente gli accoppiamenti. Più piccola è la spira o il foro di accoppiamento e minore sono le perdite introdotte ma il rilievo della curva di risonanza diviene più difficile; perciò occorre scegliere attentamente il compromesso fra queste esigenze contrastanti.

E) ACCOPPIAMENTO CON UN FASCETTO DI ELETTRONI.

Un fascetto di elettroni che attraversi una cavità parallelamente al vettore elettrico può scambiare energia in entrambi i sensi fra esso e la cavità purchè il tempo di transito degli elettroni entro la cavità sia adatto ([11]) ed

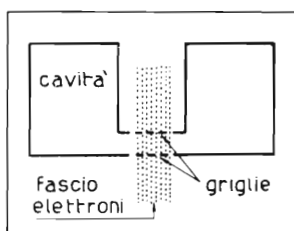



FIG. 24
Le «griglie» della cavità che consentono l'attraversamento degli elettroni non devono interrompere i filetti di corrente superficiale per evitare dispersione di energia; possono perciò essere costituite da fenditure radiali.

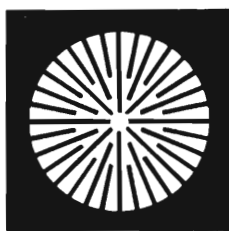



FIG. 25
Accoppiamento fra una cavità rientrante e un fascetto di elettroni che la attraversa nella zona di strozzatura, parallelamente al campo elettrico.

([11]) MARCUS J.: *Exchange of energy between an electron beam and an oscillating electric fied.* «Appl. Phys.,», XVII, genn. 1946.

in generale piccolo rispetto al periodo delle oscillazioni proprie della cavità. Ciò richiede l'impiego di cavità del tipo rientrante attraversate dal fascio nel punto più stretto (fig. 24). È così possibile ottenere anche un elevato valore del rapporto fra la resistenza dinamica R_P e la distanza (v. § 6, tab. 3ª).

Poichè il fascio elettronico deve attraversare la strozzatura della cavità, ivi le due pareti saranno traforate e si potranno considerare come due griglie. Tuttavia l'energia dispersa attraverso queste aperture, al di fuori di quella scambiata col fascio elettronico, è trascurabile, sia perchè l'intensità del campo magnetico nella zona rientrante della cavità è piccola, sia perchè le aperture vengono praticate radialmente (per esempio con fenditure come quelle indicate in figura 25) e quindi parallele ai filetti di corrente superficiale della cavità ossia ortogonali al campo magnetico.

Il fascio elettronico può essere modulato in intensità o in velocità (clistron); in entrambi i casi gli elettroni risultano raccolti in gruppi, uno per periodo, e si può così ottenere un più importante scambio di energia fra cavità e fascio e viceversa.

BIBLIOGRAFIA SULLE CAVITÀ RISONANTI

1) BARROW W. L., MIEHER W. W.: *Natural oscillations of electrical cavity resonators.* « Proc. I.R.E. », XXVIII, 1940, p. 184.
2) DE SIMONI F.: *Teoria elementare dei risonatori sferici cavi eccitati da un dipolo hertziano.* « Alta Freq. », XII, n. 4, apr. 1943, p. 163.
3) BARGELLINI P. L.: *Risonatori a cavità in generatori a triodo per onde decimetriche.* « Alta-Freq. », XII, n. 4, apr. 1943, p. 183.
4) TERMAN F. E.: *Wave guides and resonators.* Dal « Radio Engineers Handbook », p. 251. « McGraw Hill », New York, 1943.
5) ABELE M.: *Campo elettromagnetico nelle cavità risonanti.* « Alta Freq. », XIV, n. 1-2, marzo-giugno 1945, p. 96.
6) BARGELLINI P. L.: *Oscillatori per onde decimetriche con circuiti a cavità.* « Alta Freq. », XIV, n. 3-4, sett. dic. 1945, p. 161.
7) VON LINDERN C. G. A., DE VRIES G.: *Cavités plates, utilisées comme resonateurs electriques,* Rev. tech. Philips », VIII, n. 5, maggio 1946, p. 149.
8) ABELE M.: *Studio di una cavità risonante.* « Elettronica », I, ag. 1946, p. 297.
9) GROOS E. E.: « Electronics », XIX, apr. 1946, p. 156, recens. su « Alta Freq. », XV, n. 3, sett. 1946, p. 215.
10) BERNIER J.: *Sur les cavités électromagnétiques.* « Onde El. », XXVI, 1946, p. 305.
11) GAFFNEY F. J.: *Microwave measurements and test equipments.* « Proc. I.R.E. », XXXIV, ott. 1946, p. 775.
12) KINZER J. P., WILSON I. G.: *End plate and side wall currents in circular cylinder cavity resonator.* « Bell. S.T.J. », XXVI, genn. 1947, p. 31. (Recens. su « Elettronica », II, ott. 1947, p. 320).
13) ABELE M.: *Metodo di calcolo grafico numerico dei risonatori a cavità.* « Alta Freq. », XVI, n. 3-4, giugno-agosto 1947, p. 147.
14) DE VRIES A.: *Cavité de resonance électromagnetique.* « Rev. tech. Philips », IX, n. 3, 1947, p. 73.
15) HUGGINS W. H.: *Broad-band noncontacting short circuits for coaxial lines.* « Proc. I.R.E. », XXXV, sett. 1947, p. 906.
16) KINZER J. P., WILSON I. G.: *Some results on cylindrical cavity resonators.* « Bell S.T.J. », XXVI, 1947, p. 410.
17) NIESSEN K. F.: *Risonatore a cavità di qualità elevata per la frequenza fondamentale.* « Appl. Scient. Res. », ott. 1947, p. 18. (Recens. su « Alta Freq. », XVII, n. 4, ag. 1948, p. 174).
18) BERNIER J.: *L'eccitazione e l'accoppiamento delle cavità risonanti.* « Ann. de Radioél. », IV, genn. 1949, n. 15, p. 3. (Recens. su « Alta Freq. », XVIII, apr. 1949, p. 83).
19) MALVANO R., PANETTI M.: *Rivelazione di piccole variazioni del coefficiente di qualità di un risonatore a cavità.* « Alta Freq. », XIX, n. 5-6, ott.-dic. 1950, p. 231.
20) BOSINELLI F.: *Separazione di modi degeneri di oscillazione in cavità rettangolari perturbate.* « Alta Freq. », XIX, n. 5-6, ott.-dic. 1950, p. 244.
21) WILSON I. G., KINZER J. P.: *Cavity resonators.* Dal « Electrical Eng. Handbook - Electric Comm. and Electronics » di Pender e McIlwain - J. Wiley & S., New York, 1950, p. 7-95.
22) MORENO T.: *Wave guides and cavity resonators.* Dal « Radio Engineering Handbook » di Henney - McGraw Hill, New York, 1950, p. 718.
23) REINTJES J. F., COATE G. T.: *Principles of Radar.* Cap. IX, « McGraw Hill », New York, 1952.

PARTE SECONDA

TUBI ELETTRONICI PER ONDE ULTRACORTE

Principali grandezze e simboli usati nel capitolo I (parte II)

$\boldsymbol{V}_g$ = tensione fra griglia e catodo;
$\boldsymbol{V}_e$ = tensione di entrata (fra griglia e massa);
$\boldsymbol{V}_a$ = tensione di uscita (di fase opposta alla totale tensione anodica - v. nota (7));
$\boldsymbol{I}_g$ = corrente di griglia o di entrata;
$\boldsymbol{I}_a$ = corrente anodica o di uscita;
$\boldsymbol{I}_k$ = $\boldsymbol{I}_a + \boldsymbol{I}_g$ = corrente catodica.

Con i simboli in grassetto sopra usati si rappresentano i vettori relativi alle sole componenti alternative, supposte sinusoidali, delle tensioni e correnti agenti; i relativi moduli saranno indicati con gli stessi simboli non in grassetto; i valori istantanei con lettere minuscole; per le componenti continue si useranno gli stessi simboli maiuscoli provvisti del pedice 0.

i_{gq} = corrente indotta sulla griglia dal passaggio degli elettroni;
P_a = potenza media dissipata sull'anodo di un tubo;
P_{ba} = potenza media erogata dalla batteria anodica;
η = rendimento;
f = frequenza; $\omega = 2\pi f$ = pulsazione;
u, λ: velocità di propagazione e lunghezza d'onda delle radioonde.
μ, R_a, S: coefficienti caratteristici del tubo;
A = amplificazione dello stadio (può assumere carattere complesso e venire indicata con $\boldsymbol{A}$);
d = distanza catodo-anodo di un diodo;
d_{kg}, d_{ga}: distanze catodo-griglia e griglia-anodo di un triodo;
a_k = area del catodo;
D = rapporto fra le dimensioni di due tubi simili cioè aventi dimensioni proporzionali fra loro;

F = rapporto fra le frequenze delle tensioni agenti sullo stesso tubo o su due tubi simili;
τ_{kg}, τ_{ga}, $\tau_{ka} = \tau_{kg} + \tau_{ga}$: tempi di transito degli elettroni fra catodo e griglia, fra griglia e anodo e fra catodo e anodo;
θ_{kg}, θ_{ga}, θ_{ka}, $= \theta_{kg} + \theta_{ga}$: corrispondenti angoli ($\theta = 2\pi\tau/T$).
θ_g = angolo fra $\boldsymbol{I}_g$ e $\boldsymbol{V}_g$;
θ_a = angolo fra $\boldsymbol{I}_a$ e $\boldsymbol{V}_a$;
θ = angolo fra $\boldsymbol{V}_a$ e $\boldsymbol{V}_g$ (nota (8)).
$\boldsymbol{Z}_e$ = impedenza di entrata;
$\boldsymbol{Y}_e$ = $1/\boldsymbol{Z}_e$ = ammettenza di entrata.
L_k = induttanza del reoforo catodico;
C_{kg}, C_{ka}, C_{ga}, C_{gs}, C_{sa}: capacità fra gli elettrodi (k = catodo, g = griglia, s = griglia schermo, a = = anodo);
C_e = capacità di entrata;
C_u = capacità di uscita.
C_τ = capacità derivata fra catodo e anodo dovuta a τ_{ka}.
ΔC_{kg} = incremento di C_{kg} dovuto a τ_{kg};
ΔC_e = variazione di C_e dovuta al variare di S.
R_P = resistenza dinamica o in parallelo di un circuito;
R_S = resistenza serie di un circuito;
Q = coefficiente di qualità o di risonanza di un circuito;
R_{SL}, R_{PL} = componente ohmica (in serie, o in parallelo) della impedenza Z_e dovuta a L_k;
R_k = resistenza inserita nel circuito catodico;
$R_{P\tau}$ = componente ohmica in parallelo della impedenza Z_e dovuta a τ_{kg};
R_e = resistenza di entrata ossia componente ohmica complessiva in parallelo della impedenza Z_e dovuta al parallelo di R_{PL} e di $R_{P\tau}$.
k, k_1, k_2, k', K coefficienti di proporzionalità.

CAPITOLO I.

COMPORTAMENTO DEI TUBI ALLE ONDE ULTRACORTE

1. - Limitazioni dell'efficienza dei tubi alle frequenze elevate.

È noto che, al crescere della frequenza oltre vari megahertz, i tubi hanno un rendimento decrescente in ognuna delle funzioni ad essi assegnate ed in particolare come amplificatori e come oscillatori.

Negli amplificatori si richiede una potenza di comando maggiore e se ne ottiene una sempre minore al crescere della frequenza, finchè l'amplificazione cade sotto l'unità. Contemporaneamente diminuiscono sia l'impedenza d'ingresso, sia quella di uscita del tubo, mentre d'altro canto diminuisce anche l'impedenza di carico.

Negli oscillatori la potenza di uscita si riduce perfino più rapidamente che negli amplificatori e la limitazione, mentre alle basse frequenze è fissata dalla *massima dissipazione anodica,* alle frequenze più elevate è generalmente fissata dalla *massima potenza dissipabile sulla griglia.*

I fattori che contribuiscono a determinare queste limitazioni possono essere suddivisi in tre categorie:

A) reattanza dei reofori e fra gli elettrodi;
B) perdite nel tubo;
C) tempo di transito degli elettroni.

A) Si può osservare che, mentre alle basse frequenze vi è una separazione molto netta fra il tubo e i circuiti ad esso connessi, ciò non succede più al crescere della frequenza ed allora le reattanze degli elettrodi e fra gli elettrodi del tubo, nel campo delle onde ultracorte, costituiscono una parte sempre più importante dei circuiti connessi al tubo. In particolare divengono notevoli, oltre alle *capacità fra gli elettrodi,* che costituiranno una parte importante delle capacità totali, anche le *reattanze in serie a ciascun reoforo* dovute all'*induttanza* di questo. Ciò significa che solo una

parte del potenziale applicato ai reofori del tubo risulterà effettivamente applicato agli elettrodi.

Le induttanze dei reofori, assieme alle capacità interelettrodiche, possono dar luogo a risonanze nel campo delle onde ultracorte; anche se ciò non succede tali reattanze possono disadattare l'accoppiamento fra tubo e carico.

Tutto ciò si traduce nelle riduzioni di rendimento e d'impedenza d'ingresso e d'uscita precedentemente accennate.

Gli effetti suddetti, relativi alle reattanze dei circuiti possono essere combattuti:

1) riducendo le dimensioni del tubo; risulta infatti che, se tutte le dimensioni sono ridotte in proporzione, i coefficienti del tubo rimangono invariati, mentre le capacità interelettrodiche, le induttanze dei reofori e il tempo di transito si riducono in proporzione con le dimensioni; tuttavia in tal modo si riduce ovviamente anche la capicità di dissipazione del tubo;

2) assegnando al tubo una struttura tale da poter essere incorporata in una linea coassiale cosicchè i reofori costituiscano la continuazione della linea.

B) Tutte le perdite tendono a crescere con la frequenza.

La *resistenza* dei conduttori e dei reofori e le perdite relative crescono con la *radice quadrata della frequenza* a causa dell'effetto di pelle.

Le *perdite per isteresi dielettrica*, associate cioè ai movimenti molecolari prodotti dal campo elettrico nel vetro e negli altri supporti isolanti, crescono approssimativamente *proporzionalmente alla frequenza.*

L'*irradiazione* di energia da parte di ogni tratto di conduttore percorso da corrente a radiofrequenza cresce col *quadrato della frequenza.*

Anche questi effetti riducono il rendimento e le impedenze d'ingresso o d'uscita.

Le perdite dovute alla resistenza possono essere ridotte argentando ed aumentando l'area delle superfici che portano radiofrequenza; le perdite dielettriche possono essere ridotte scegliendo opportunamente il dielettrico (vetri speciali, pyrex, frequenta, ecc.) e collocandolo ove il campo elettrico è minimo; le perdite per radiazione possono essere ridotte con opportune schermature o usando una struttura coassiale cosicchè il campo resti confinato nell'interno di tale struttura.

C) La corrente anodica è in ritardo, rispetto alla tensione di comando applicata alla griglia, di un tempo pari a quello impiègato dagli elettroni per trasferirsi dal catodo all'anodo; alle ultra-frequenze questo *tempo di transito* diventa una frazione considerevole del periodo cioè il ritardo sud-

detto assume «valori angolari» apprezzabili, determinando una riduzione della potenza di uscita a causa degli *sfasamenti* fra corrente e tensione. Perciò le costanti del tubo, come il coefficiente di amplificazione e la pendenza, diventano *grandezze complesse,* invece che reali, con una *riduzione della parte reale.*

In seguito poi alla diversità dei tempi di transito relativi ad elettroni emessi in diversi istanti del ciclo, nel funzionamento di classe B e C la forma degli impulsi di corrente anodica risulta alterata; si ha in generale una diminuzione della loro ampiezza e un aumento della loro durata. In generale la diversità dei tempi di transito suddetta e conseguentemente la diversità di velocità degli elettroni, porta ad una loro «ridistribuzione» per cui essi raggiungono l'anodo meno ben raggruppati; ogni regolazione repentina determina quindi, nel circuito anodico, un *fronte meno ripido* di quello della corrente liberata dal catodo.

Ci sarà poi uno scambio di energia fra il campo elettrico e gli elettroni in viaggio ([1]), cosicchè l'impedenza d'ingresso avrà una *componente resistiva,* decrescente al crescere della frequenza, anche se nessun elettrone colpisce la griglia. L'effetto è naturalmente da aggiungere agli altri già accennati ed in particolare a quello prodotto dalle reattanze dei reofori.

Per ridurre il tempo di transito non vi è altra via che quella di ridurre le dimensioni interelettrodiche ed aumentare le tensioni applicate così da accrescere le velocità degli elettroni. Vi sono peraltro evidenti limitazioni che si oppongono a ciò.

Lo studio degli effetti sopra accennati deve essere affrontato a settori perchè risulterebbe troppo complesso affrontare l'intero problema in blocco.

2. - Effetti dell' induttanza catodica.

Ogni reoforo di un tubo presenta una induttanza ([2]) il cui valore, per

---

([1]) Si ricorda che, per definizione, la differenza di potenziale fra due punti è l'energia ceduta dal campo elettrico ad una carica elettrica unitaria positiva mentre si sposta da un punto all'altro nella direzione del campo.

([2]) Si può parlare di *induttanza di un tratto di conduttore* considerando tale conduttore come parte di un circuito chiuso la cui induttanza totale è uguale alla somma dell'induttanza di tutte le singole parti del circuito più l'induttanza mutua di ogni parte con tutte le altre. In generale si suppone che le induttanze mutue siano trascurabili (conduttore di ritorno lontano). In tale ipotesi l'induttanza di un tratto di conduttore rettilineo di lunghezza l (cm) e di diametro d, è data da:

$$L = 0{,}002\, l\left(2{,}303 \lg_{10} \frac{4l}{d} - 1 + \frac{\mu_r}{4}\right) \qquad (\mu\text{H, cm})$$

(continua a pag. seg.)

quanto piccolo, determina dannosi effetti quando le frequenze sono molto elevate. Particolarmente dannosa è l'induttanza del reoforo catodico.

Consideriamo infatti la figura 1a in cui è rappresentato il circuito equivalente di un triodo tenendo conto della induttanza catodica L_k e della capacità C_{kg} fra catodo e griglia. Indicando con $\boldsymbol{V}_e$ (3) la tensione appli-

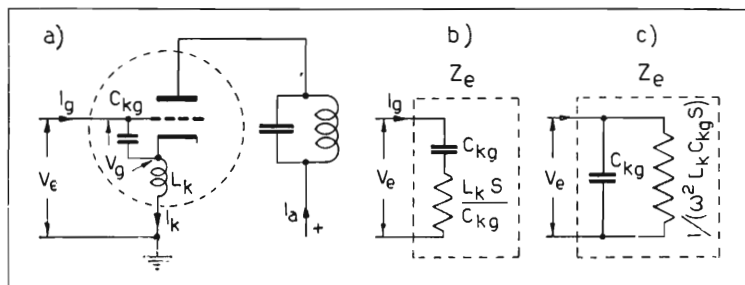



FIG. 1
Circuiti equivalenti d'entrata di un triodo.

cata all'entrata, solo una parte $\boldsymbol{V}_g$ (pari alla differenza vettoriale fra la $\boldsymbol{V}_e$ e la caduta lungo L_k) di tale tensione è effettivamente applicata fra griglia e catodo. Si ha quindi:

$$\boldsymbol{V}_g = \frac{\boldsymbol{I}_g}{j\omega C_{kg}} \; ; \qquad \boldsymbol{I}_k = \sim \boldsymbol{I}_a = S\boldsymbol{V}_g \; ;$$

$$\boldsymbol{V}_e = \boldsymbol{V}_g + j\omega L_k \boldsymbol{I}_k = \frac{\boldsymbol{I}_g}{j\omega C_{kg}} (1 + j\omega L_k S) \; ;$$

[1]
$$\boldsymbol{Z}_e = \frac{\boldsymbol{V}_e}{\boldsymbol{I}_g} = \frac{1}{j\omega C_{kg}} + \frac{L_k S}{C_{kg}} \; ;$$

---

e per $\mu_r = 1$

$$L = 0{,}002\, l \left(2{,}303 \lg_{10} \frac{4l}{d} - 0{,}75\right) \qquad (\mu\text{H, cm}).$$

Per esempio un conduttore rettilineo lungo 2 cm del diametro di 1 mm ha un'induttanza di 0,014 μH.

(3) Questo e i seguenti vettori di tensione e corrente nel tubo, rappresentano le sole componenti alternative supposte sinusoidali; i relativi moduli saranno indicati con gli stessi simboli non in grassetto; le componenti continue portano il pedice 0 (vedi elenco dei simboli all'inizio del capitolo).

cioè l'impedenza d'ingresso è costituita (fig. 1b) da una capacità C_{kg} in *serie* con una resistenza R_{SL} costante data da:

$$[1'] \qquad R_{SL} = L_k S / C_{kg} \ .$$

È più interessante conoscere i componenti in *parallelo* che costituiscono l'impedenza d'entrata, invece di quelli in serie; essi si ottengono facilmente calcolando l'*ammettenza d'entrata* $\boldsymbol{Y}_e = \boldsymbol{I}_g / \boldsymbol{V}_e$ in luogo dell'impedenza $\boldsymbol{Z}_e$; si ha infatti:

$$[2] \qquad \boldsymbol{Y}_e = \frac{\boldsymbol{I}_g}{\boldsymbol{V}_e} = \frac{j\omega C_{kg}}{1 + j\omega L_k S} = \sim j\omega C_{kg} + \omega^2 L_k C_{kg} S \ .$$

La seconda uguaglianza è valida se $\omega L_k S \ll 1$. Dalla [2] risulta che l'ammettenza d'entrata è data dalla suscettanza dovuta alla capacità C_{kg} e dalla conduttanza $\omega^2 L_k C_{kg} S$ ossia l'impedenza d'ingresso è equivalente (fig. 1c) al parallelo della capacità C_{kg} con la resistenza R_{PL} data da:

$$[2'] \qquad R_{PL} = \frac{1}{\omega^2 L_k C_{kg} S}$$

inversamente proporzionale al quadrato della frequenza (purchè $\omega L_k S \ll 1$).

Per esempio se si ha: $L_k = 0{,}01\,\mu\text{H}$, $C_{kg} = 3\,\text{pF}$, $S = 9{,}3\,\text{mA/V}$ (doppio triodo miniatura 6BK7A) si ottiene: $R_{SL} = 31\,\text{ohm}$ R_{PL} a $1\,\text{MHz} = 91\,\text{M ohm}$; a 10 M Hz 0,91 M ohm; a 100 M Hz 9,1 k ohm.

Si può osservare che elevati valori della resistenza smorzatrice R_{PL} data dalla [2′] si ottengono, non solo riducendo L_k, ma anche C_{kg}. Si vedrà in seguito che oltre a questa ragione altre se ne aggiungono che consigliamo la *riduzione di tutte le capacità interelettrodiche*, e non solamente di C_{kg}, allo scopo di migliorare il funzionamento del tubo nel campo delle onde molto corte.

Se il tubo, in luogo di un triodo, è un tetrodo o un pentodo le considerazioni sopra svolte sono ancora valide a condizione che nelle [1], [1′] e [2], [2′] si introduca la pendenza S_k dovuta all'intera corrente catodica $I_k = I_a + I_{g2}$ somma di quella anodica e di quella della griglia schermo.

Le induttanze degli altri reofori e le mutue induttanze fra essi determinano altri inconvenienti, seppure di importanza pratica minore. In particolare riducono anche la resistenza interna del tubo; questa, risultando in parallelo con il circuito di carico, ne aumenta lo smorzamento.

3. - Effetti del tempo di transito degli elettroni.

Il passaggio di un elettrone dal catodo alla placca, attraverso le maglie della griglia, *induce* su questa una corrente (di senso positivo mentre l'elettrone si avvicina alla griglia e di senso negativo mentre l'elettrone si allontana), avente valore medio nullo. Consideriamo infatti la figura 2 che mostra un elettrone di carica e (negativa) in cinque istanti del suo viaggio

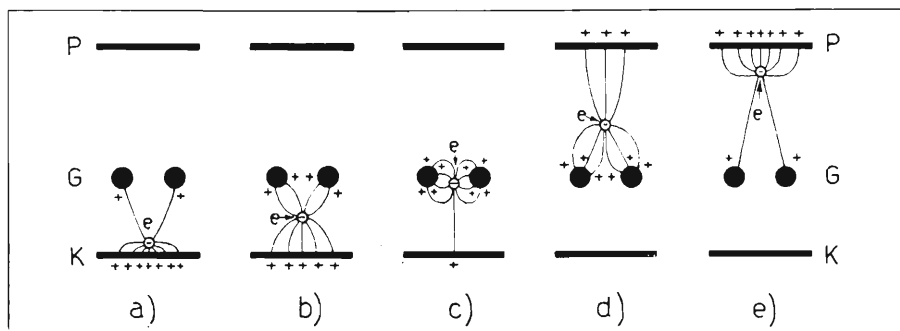



FIG. 2
Cariche indotte sugli elettrodi da un elettrone di carica e (negativa) durante il suo viaggio dal catodo K alla placca P, attraverso la griglia G. Per l'elettrone considerato sono state disegnate nove linee di forza (a ciascuna delle quali compete quindi un nono della carica e); una estremità delle linee di forza termina sull'elettrone di carica negativa, l'altra estremità (a cui è legata l'equivalente carica positiva) termina su uno degli elettrodi; il numero delle linee di forza che termina su un dato elettrodo indica la carica positiva indotta dall'elettrone su quell'elettrodo; qui interessa soprattutto la carica indotta sulla griglia.

dal catodo K, alla placca P, attraverso la griglia G. In a) l'elettrone è appena uscito dal catodo e la carica positiva totale $-e$ (indotta elettrostaticamente sugli elettrodi) che fa equilibrio a quella dell'elettrone, è, per la maggior parte, distribuita sul catodo di fronte all'elettrone mentre il resto è indotto sulla griglia. Col procedere del viaggio dell'elettrone, la carica indotta sulla griglia va dapprima crescendo (fig. 2b, c) poi, quando l'elettrone ha attraversato la griglia, va decrescendo (fig. 2d, e) fino ad annullarsi allorchè l'elettrone raggiunge la placca. La corrente i_{gq} indotta sulla griglia dal moto di un elettrone è data da:

$$i_{gq} = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} ,$$

dove $\mathrm{d}q$ è la variazione di carica indotta sulla griglia. La rapidità con cui varia tale carica si può ritenere proporzionale alla velocità dell'elettrone; questa, a sua volta, dipende dalla distribuzione del campo e dalla traiet-

toria considerata. Ammettendo, per una traiettoria centrale fra due fili di griglia, un andamento della velocità dell'elettrone come quello di figura 3a, si otterrà una corrente di griglia i_{gq} come quella di figura 3b. In ogni caso, anche se l'andamento di i_{gq} è diverso ([4]) si ha sempre che la corrente indotta è composta di due semionde di aree uguali rispettivamente a $-e$ (positiva) e $+e$ (negativa) l'una avente durata pari al tempo di transito τ_{kg} fra catodo e griglia (grande perchè la velocità è piccola) e l'altra avente durata pari al tempo di transito τ_{ga}, fra griglia e placca (piccolo perchè la velocità dell'elettrone è grande). I tempi τ_{kg} e τ_{ga} non sono costanti per ogni elettrone ma la diversità non è grande.

FIG. 3
a) Andamento della velocità di un elettrone che percorra una traiettoria centrale fra due fili della griglia; b) corrispondente corrente indotta sulla griglia in funzione del tempo.

Se i tempi di transito sopra considerati sono trascurabili rispetto al periodo delle tensioni agenti sugli elettrodi del tubo, durante il viaggio di un elettrone le tensioni agenti si debbono considerare costanti e quindi l'energia ([4]) raccolta e quella restituita dalla carica e dalla scarica della griglia sono uguali fra loro.

Ciò non succede più se, durante il tempo di transito, la tensione di griglia cambia perchè allora l'energia assorbita durante la carica sotto una certa tensione è diversa da quella restituita nella scarica, essendo nel frattempo variata la tensione. In generale risulta che l'energia assorbita è maggiore di quella restituita. Ciò si manifesta con l'apparire di una componente resistiva dell'impedenza di griglia, cioè si ha una spesa di potenza per pilotare la griglia anche se essa non intercetta elettroni (griglia sempre negativa).

Calcoliamo ora tale componente della impedenza d'entrata. Per frequenze abbastanza basse la corrente di griglia i_g, di natura capacitiva, sarà in anticipo di un quarto di periodo rispetto alla tensione applicata v_g. Consideriamo ora un elettrone per ogni periodo, liberato dal catodo nell'istante di massima tensione alternativa di griglia. Se la frequenza è così

([4]) Per i punti più lontani dalla griglia e per quelli fra i fili di griglia non vi è più proporzionalità fra la variazione della carica (dq/dt) e la velocità dell'elettrone.

grande che i tempi di transito degli elettroni sono apprezzabili di fronte al periodo di v_g, l'impulso della corrente indotta sulla griglia (i_{gq}) dall'elettrone considerato (a parte la scala delle ordinate) risulta dislocato come in figura 4 e tende a ritardare la corrente di griglia i_g di un tempo τ_{kg}. La

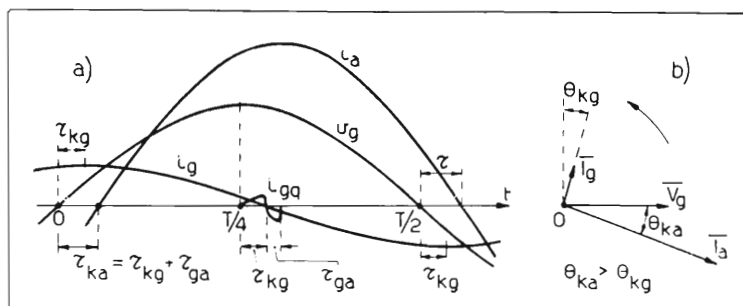



FIG. 4

Andamento della corrente anodica e di griglia, riferite alla tensione di griglia di comando, nell'ipotesi che i tempi di transito non siano trascurabili rispetto al periodo; in b) è riportato il relativo diagramma vettoriale.

totale corrente di griglia i_g ora considerata ([5]) sarà formata dall'insieme delle correnti indotte da tutti gli elettroni che formano la corrente uscente dal catodo. Poichè questa è in fase con v_g la corrente i_g risulterà in ritardo del tempo τ_{kg} rispetto all'andamento che essa assumerebbe quale corrente capacitiva, cioè risulterà in anticipo di un tempo pari a $T/4 - \tau_{kg}$ rispetto alla tensione di griglia v_g, come è indicato in figura 4a.

Naturalmente la corrente anodica i_a è in ritardo di un tempo $\tau_{ka} = \tau_{kg} + \tau_{ga}$ rispetto a v_g.

L'ampiezza I_g di tale corrente di griglia sarà proporzionale alla corrente anodica $I_a = SV_g$, alla frequenza f di V_g e al tempo di transito τ_{kg}; la durata degli impulsi, riferita al periodo, è infatti $\tau_{kg}/T = \tau_{kg} f$. Perciò si avrà:

[5] $$I_g = k'\tau_{kg} f S V_g = k \tau_{kg} \omega S V_g \; ;$$

dove k' e k sono due coefficienti di proporzionalità.

Questa corrente è sfasata di un angolo pari a $\pi/2 - \theta_{kg}$ in anticipo

---

([5]) Si noti che la corrente di griglia i_g ora considerata è solo quella indotta dal flusso elettronico; questa corrente è di natura capacitiva finchè il tempo di transito è trascurabile rispetto al periodo. Alla corrente i_g ora considerata si aggiunge la corrente puramente capacitiva dovuta alla capacità di entrata C_e.

rispetto alla V_g (fig. 4b) e può essere scomposta nelle componenti $I_{gC}=I_g \cos\theta_{kg}$ in quadratura e $I_{gR}=I_g \operatorname{sen}\theta_{kg}$ in fase con V_g. La prima è una corrente capacitiva e denota un incremento ΔC_{kg} della capacità fra il catodo e la griglia; la seconda equivale invece ad una resistenza in parallelo sul circuito di entrata $R_{P\tau}$.

Per piccoli valori di θ_{kg} si ha: $\cos\theta_{kg} = \backsim 1$

$$\operatorname{sen}\theta_{kg} = \backsim \theta_{kg} = 2\pi \frac{\tau_{kg}}{T} = \tau_{kg}\omega \; ;$$

perciò:

$$I_{gC} = I_g \cos\theta_{kg} = \backsim I_g = k\tau_{kg}\omega S V_g \; ;$$

$$\Delta C_{kg} = \frac{I_{gc}}{\omega V_g} = k\tau_{kg} S \; ; \qquad [6]$$

$$I_{gR} = I_g \operatorname{sen}\theta_{kg} = \backsim k\tau_{kg}^2\omega^2 S V_g \; ;$$

$$R_{P\tau} = \frac{V_g}{I_{gR}} = \frac{1}{k\tau_{kg}^2\omega^2 S} \; . \qquad [7]$$

Il valore di k che compare nelle [5], [6] e [7] dipende dalla struttura del tubo, dalla carica spaziale e dai tempi di transito τ_{kg} e τ_{ga}; tuttavia si può assumere per esso un valore medio $k = 0{,}05$. Allora per esempio per un triodo per il quale si abbia $\tau_{kg} = 10^{-9}$ s (un millesimo di microsecondo), $S = 10$ mA/V si ha che l'aumento di capacità ΔC_{kg} dato dalla [6] e dovuto alla corrente capacitiva indotta sulla griglia dal flusso elettronico, è: $\Delta C_{kg} = 0{,}05 \cdot 10^{-9} \cdot 10 \cdot 10^{-3} = 0{,}5 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{F} = 0{,}5$ pF, mentre la resistenza $R_{P\tau}$ data dalla [7] risulta di 50 M ohm ad 1 M Hz, di 0,5 M ohm a 10 M Hz e di soli 5 k ohm a 100 M Hz.

Il tempo di transito totale τ_{ka} fra catodo e placca determina inoltre un ritardo della corrente anodica $\boldsymbol{I}_a$ rispetto alla tensione di comando applicata alla griglia $\boldsymbol{V}_g$. Si avrà:

$$\boldsymbol{I}_a = S\boldsymbol{V}_g \cos\theta_{ka} - jS\boldsymbol{V}_g \operatorname{sen}\theta_{ka}$$

per cui la pendenza totale $\boldsymbol{I}_a/\boldsymbol{V}_g$ si può scomporre in due componenti, una reale $S\cos\theta_{ka}$, l'altra immaginaria $S\operatorname{sen}\theta_{ka}$. Per valori di θ_{ka} limitati si ha:

$$S\cos\theta_{ka} = \backsim S \; ; \qquad S\operatorname{sen}\theta_{ka} = \backsim S\theta_{ka} = S\omega\tau_{ka} \; , \qquad [8]$$

cioè la componente immaginaria della pendenza è proporzionale alla frequenza e al tempo di transito fra catodo e anodo τ_{ka}.

4. - Resistenza d'entrata.

La *resistenza di entrata* di un tubo, che indicheremo con R_e, trascurando altri effetti, risulta dal parallelo di R_{PL} (data dalla [2']) e di $R_{P\tau}$ (data dalla [7]), quindi:

$$R_e = \frac{1}{\omega^2 S\,(L_k C_{kg} + k\,\tau_{kg}^2)} \quad [9]$$

Tale resistenza *decresce col quadrato della frequenza* e nei tubi di tipo normale, anche se costruiti con particolari cautele, si riduce a valori dell'ordine dei kiloohm per le onde metriche. Ciò significa che la potenza necessaria per pilotare il tubo, a parità di eccitazione, cresce anch'essa col quadrato della frequenza. Contemporaneamente decresce la potenza utile in uscita in seguito a numerosi effetti, fra i quali quello dovuto al fatto che la componente in fase della corrente anodica diminuisce. Al crescere della frequenza si raggiungerà quindi un limite oltre il quale la potenza di uscita del tubo non è maggiore ma minore di quella di entrata.

Numerosi fattori intervengono a rendere non completamente soddisfatte le espressioni [2'] e [7] e quindi anche la [9], determinando in generale una ulteriore riduzione della resistenza di entrata; i principali sono:

1) la resistenza a radiofrequenza dei reofori che produce una conduttanza d'entrata, la quale, per effetto di pelle, cresce rapidamente al crescere della frequenza;
2) le perdite dielettriche nei materiali isolanti che producono una conduttanza d'entrata crescente linearmente con la frequenza;
3) nei pentodi vi può essere una conduttanza d'entrata negativa dovuta all'induttanza del reoforo di griglia schermo;
4) l'ammettenza dovuta alla capacità di entrata, di cui si dirà fra poco, può avere una componente equivalente ad una conduttanza negativa se il carico anodico è di natura induttiva, e positiva, se il carico anodico è capacitivo. Questa conduttanza è pertanto variabile con l'accordo e può anche essere annullata.

La figura 5a fornisce i valori di R_e per alcuni tubi in funzione della frequenza; nella figura 5b i valori di R_e sono invece riportati in funzione

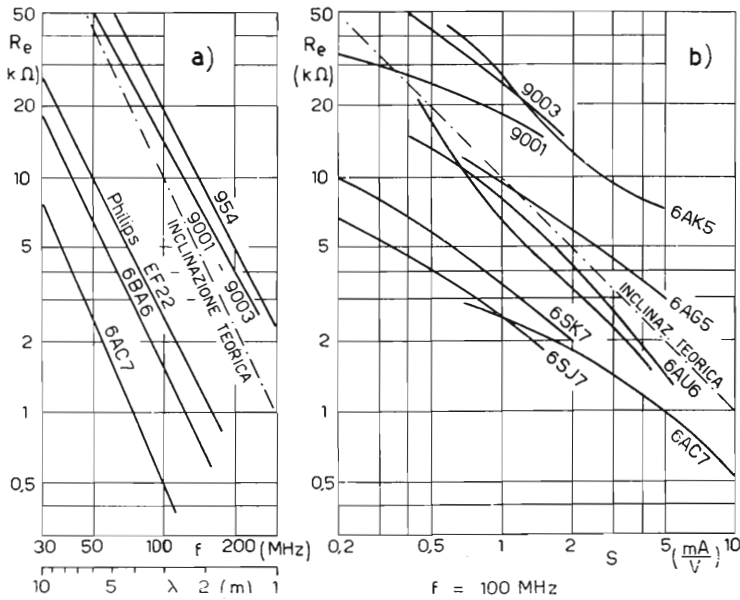



FIG. 5

Valori della resistenza di entrata R_e derivata sul circuito di griglia per vari pentodi per onde corte: in a) R_e è data in funzione della frequenza con polarizzazione corrispondente alla massima pendenza utile; in b) R_e è data in funzione della pendenza S (e quindi in funzione della polarizzazione) per $f = 100$ MHz.

della pendenza S; sono anche indicate con linea a punto e tratto, le inclinazioni teoriche che dovrebbero avere tali diagrammi se fosse perfettamente valida la [9].

La [9] si può anche scrivere:

$$R_e = \frac{1}{K f^2 S} \qquad [9']$$

dove K è il valore riportato nella tabella I per numerosi tubi (bibl. 22).

Nelle ultime quattro righe di tale tabella sono elencati quattro tubi convertitori. Nei casi in cui il segnale utile è applicato ad una griglia esterna mentre ad una griglia interna è applicato un segnale locale (conversione di frequenza) si ottiene, sulla griglia esterna, una resistenza d'entrata R_e negativa. Se invece la funzione delle due griglie è invertita (per es. 6L7, ultima riga della tabella) la resistenza d'entrata è nuovamente positiva.

Nelle ultime due colonne della tabella sono riportati i dati relativi alle capacità di entrata che verranno usati fra poco.

TABELLA I. - *Valori di K, C_{kg}, ΔC_e per diversi tubi.*

Tipo	V_{ao} (V)	V_{og2} (V)	V_{og} (V)	I_{oa} (mA)	I_{og2} (mA)	S $\left(\frac{mA}{V}\right)$	K (*)	C_{kg} (**) (pF)	ΔC_e pF
6SJ7	250	100	−3	3	0,8	1,65	32	2,5	1
6SK7	250	100	−3	9,2	2,6	2	25	2,1	1,2
6SH7	250	150	−1	10,8	4,1	4,9	13	4,2	2,3
6SG7	250	125	−1	11,8	4,4	4,7	13	3,7	2,3
6AB7	300	200	−3	12,5	3,2	5	16	3,6	1,8
6AC7	300	150	−2	10	2.5	9	19,5	6,4	2,4
9001	250	100	−3	2	0,7	1,4	4,4	1,7	0,5
9003	250	100	−3	6,7	2,7	1,8	3,7	1,4	0,5
6AK5	150	120	−2	7,5	2,5	5	2,7	2,6	1,1
6AG5	250	150	−1,8	7	2	5	6,6	3,9	1,4
6BA6	250	100	−1,2	11	4,2	4,4	13,5	3,5	2,2
6AV6	250	150	−1	10,8	4,3	5,2	14,5	3,5	2,5
954	250	100	−3	2	0,7	1,4	3,6	1,5	0,5
6J7	250	100	−3	2	0,5	1,22	41	2,5	1
6K7	250	100	−3	7	1,7	1,45	34,5	2,1	1,2
6A8	250	100	−3	3,5	2,7	0,55	−91		
6SA7	250	100	−2	3,5	8,5	0,45	−67		
6K8	250	100	−2	2,5	6	0,35	−230		
6L7	250	100	−3	2,4	7,1	0,37	400		

(*) Con i valori indicati di K usando la [9′] in cui S in mA/V ed f in MHz, R_e risulta in Mohm.

(**) C_{kg} = capacità catodo griglia (esclusa quella fra griglia e schermo) con tutte le tensioni applicate e la griglia al potenziale di interdizione; ΔC_e = aumento della capacità d'ingresso C_e dall'interdizione alla massima pendenza di lavoro S indicata nella colonna precedente.

5. - Effetti delle capacità interelettrodiche.

In un triodo si debbono considerare tre capacità interelettrodiche: C_{kg} fra catodo e griglia, C_{ga} fra griglia e anodo, C_{ka} fra catodo e anodo, come è indicato nella figura 6. Tali capacità comprendono naturalmente anche le capacità fra i piedini o reofori e fra i fili di collegamento interni al tubo di tali reofori con gli elettrodi, oltre che la vera e propria capacità fra gli elettrodi stessi.

Nei tetrodi e pentodi la capacità C_{gs} fra la griglia e la griglia schermo si può considerare in parallelo con C_{kg} e la capacità fra la placca e le griglie ausiliarie (di soppressione e schermo) che si indicherà complessivamente con C_{sa}, si può considerare in parallelo con C_{ka} perchè tali griglie ausiliarie sono connesse direttamente (griglia di soppressione) o indirettamente attraverso la reattanza trascurabile di un condensatore, al catodo. Affinchè tali connessioni presentino la minima impedenza, nel campo delle onde ultracorte ha invece grande importanza che la induttanza di tali reofori sia ridotta al minimo.

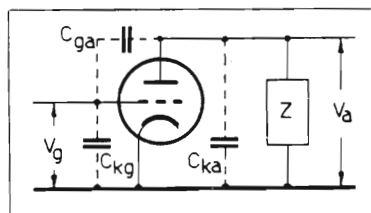



FIG. 6
Capacità interelettrodiche di un triodo.

Nel campo delle onde metriche o più corte ancora è di capitale importanza che tutte le suddette capacità, ma in particolare C_{kg} e C_{ga}, siano ridotte al minimo. Infatti si è già osservato (§ 2) che per ottenere elevati valori della resistenza smorzatrice R_{PL} dovuta all'induttanza del reoforo catodico occorre ridurre C_{kg}. Altre considerazioni che mostrano la necessità di ridurre al minimo possibile tali capacità sono le seguenti.

Il tubo presenta una capacità interna d'entrata C_e ed una capacità interna di uscita C_u; come si vedrà, la prima dipende da C_{kg} e da C_{ga}, la seconda da C_{ka}; C_e e C_u risultano in parallelo rispettivamente alle capacità esterne del circuito di entrata (griglia) e di quello di uscita (anodo); le capacità totali di tali circuiti hanno quindi un limite minimo fissato appunto da C_e e C_u. In pratica tale limite, non solo non è raggiungibile, perchè non si possono annullare completamente le capacità nei circuiti esterni al tubo, ma ci si deve mantenere piuttosto lontani da esso per molteplici ragioni, e cioè:

1) le capacità C_e e C_u (ma soprattutto la prima) variano al variare

del punto di funzionamento del tubo e perciò le corrispondenti variazioni di accordo sono percentualmente tanto più grandi quanto minore è la capacità fissa esterna;

2) con capacità esterne troppo piccole il circuito tende a comportarsi come un sistema a costanti distribuite invece che concentrate;

3) in tali condizioni solo una parte delle tensioni utili possono essere raccolte fra i reofori accessibili all'esterno del tubo.

Fissato così che le capacità di entrata e di uscita totali (cioè comprendenti sia le capacità esterne sia quelle interne al tubo) debbono essere abbastanza grandi rispetto a C_e e C_u, solo riducendo C_{kg}, C_{ga} e C_{ka} si potranno ridurre C_e e C_u e quindi anche le capacità esterne al tubo. La riduzione delle capacità totali è a sua volta di capitale importanza per aumentare la frequenza di lavoro ($\omega_0/2\pi$), oppure, a parità di frequenza, per aumentare la *resistenza in parallelo o dinamica* dei circuiti data da [6]:

$$[10] \qquad R_P = \frac{Q}{\omega_0 C} = \frac{1}{\omega_0{}^2 C^2 R_s} \, .$$

Negli amplificatori per onde ultracorte è di grande importanza il prodotto «amplificazione × larghezza di banda» $= A \cdot \Delta f$. Esso dipende dal rapporto «pendenza/capacità» $= S/C$ e nei casi più semplici si può scrivere:

$$[11] \qquad A \Delta f = \frac{1}{2\pi} \, \frac{S}{C} \, .$$

Questa quantità può essere aumentata, riducendo la capacità del circuito fino a quella del tubo C_u. Ecco quindi ancora una ragione per ridurre la capacità di uscita del tubo.

Infine, come si vedrà nei paragrafi successivi, la riduzione di C_{ga} è molto importante, non solo per ridurre la capacità complessiva di entrata C_e ma anche per ridurre la tendenza del tubo all'innesco spontaneo di oscillazioni.

6. - Capacità di entrata.

Il valore della *capacità di entrata* C_e o capacità equivalente totale fra

---

(6) Vedi DILDA G.: *Radiotecnica*. Vol. I - «Levrotto & Bella», Torino, formula [24″] del § 115.

la griglia e il catodo di un tubo si deduce facilmente considerando il circuito di figura 6. Ammettendo che la tensione anodica V_a si sommi aritmeticamente ([7]) con quella di griglia V_g (carico ohmico) la quantità di elettricità raccolta sulla griglia è data da:

$$Q_g = C_{kg} V_g + C_{ga} (V_g + V_a) \ ,$$

ciò perchè la capacità C_{ga} è sottoposta alla tensione alternativa:

$$V_g + V_a = V_g (1 + A) \ ,$$

perciò la capacità d'entrata $C_e = Q_g / V_g$ sarà data da:

$$C_e = C_{kg} + C_{ga} (1 + A) \ . \qquad [12]$$

Se la totale tensione anodica non è esattamente in opposizione di fase con V_g ([8]) si deve considerare la *somma vettoriale* di V_g con V_a e l'amplificazione A assume quindi carattere complesso per cui si può scrivere:

$$A = A_0 + jA_1 = A \cos \theta + jA \operatorname{sen} \theta$$

dove θ è l'angolo di *anticipo* della tensione V_a sulla tensione V_g. L'ammettenza d'ingresso Y avrà quindi il valore:

$$Y = I_g / V_g = j\omega [C_{kg} + C_{ga} (1 + A_0)] - \omega C_{ga} A_1$$

Dunque, nel caso in cui la tensione anodica V_a non sia in fase con V_g, nel circuito d'ingresso si trovano derivate una capacità ed una resistenza.

La capacità ha il valore:

$$C_e = C_{kg} + C_{ga} (1 + A \cos \theta) \qquad \text{(triodo)} \qquad [12']$$

(a cui bisogna aggiungere la ΔC_{kg} data dalla [6]).

([7]) Si ricordi (Vol. I, § 62 e Vol. II, § 40) che si è posto: $v_{ta} = V_{oa} - v_a$ dove: v_{ta} = tensione istantanea totale anodica; V_{oa} = tensione anodica di riposo; v_a = valore istantaneo della caduta di tensione nel carico = tensione utile. Perciò, in regime sinusoidale, con carico ohmico, mentre v_{ta} risulta in opposizione con v_g, v_a è invece in fase con v_g e quindi i relativi valori massimi V_g e V_a si sommano aritmeticamente.

([8]) Ciò può dipendere per es. da disaccordo del circuito anodico se questo è di natura risonante, da parametri reattivi parassitari se il carico è aperiodico (ohmico), od anche dal ritardo della corrente anodica rispetto alla tensione di griglia dovuto al tempo di transito τ_{ka}.

La resistenza ha il valore negativo:

[13] $$R_\theta = -\frac{1}{\omega C_{ga} A \operatorname{sen}\theta}$$

(che deve considerarsi in parallelo con la R_e data dalla [9]).

Consideriamo ora la capacità di entrata C_e data dalla [12′]: essa si compone di due parti: C_{kg} e $C_{ga}(1 + A\cos\theta)$; quest'ultima è dovuta all'effetto della capacità fra griglia e anodo (*effetto Miller*).

Per il triodo, poichè C_{ga} è dello stesso ordine di grandezza di C_{kg}, cioè dell'ordine dei picofarad, la seconda parte della capacità di entrata, cioè quella dovuta all'effetto Miller, è la più importante e può essere molte decine di volte maggiore di C_{kg}.

Per i pentodi invece poichè C_{ga} è molto piccola e dell'ordine della millesima parte di C_{kg} (cioè da alcuni millesimi a pochi centesimi di pF) l'effetto Miller è trascurabile. Si deve però tener conto della capacità fra griglia e griglia schermo C_{gs}, per cui si ha:

[12″] $$C_e = C_{kg} + C_{gs} \qquad \text{(pentodo)}$$

Sia C_{kg}, sia $C_{ga}(1 + A\cos\theta)$ sono variabili al variare della pendenza del tubo considerato, cioè del punto di lavoro (V_{og}, V_{oa}) e la seconda capacità, relativa all'effetto Miller, dipende anche dal carico anodico perchè al variare della pendenza e del carico varia A.

La capacità C_{kg} varia invece con S perchè cambia la densità della carica spaziale attorno al catodo. Un'altra variazione della capacità C_{kg}, dipendente dal tempo di transito τ_{kg}, e data dalla [6], è stata considerata nel paragrafo 3.

Infine C_{gs} si può ritenere costante.

La figura 7 mostra le variazioni della capacità di entrata ΔC_e in funzione della pendenza S, misurate su vari pentodi adatti come amplificatori a R.F. Trattandosi di pentodi e dato che per le ra-

FIG. 7

Valori della variazione ΔC_e della capacità di entrata ricavati sperimentalmente per vari pentodi amplificatori a R. F. in funzione della pendenza S.

dio frequenze considerate la placca era a massa, è sostanzialmente verificata la [12″] cioè le variazioni ΔC_e sono dovute unicamente alla variazione di distribuzione della carica spaziale che modifica C_{kg}.

Nel paragrafo precedente si è già visto che le variazioni della capacità d'ingresso sono particolarmente sgradite nel campo delle onde molto corte; ivi infatti le capacità totali del circuito di griglia debbono essere molto piccole, sia per ottenere l'accordo sulla frequenza desiderata, sia per mantenere il fattore di qualità del circuito più alto possibile. In tale caso anche piccole variazioni di capacità, dell'ordine dei decimi di pF, costituiscono una variazione percentuale importante della capacità totale e possono provocare notevoli dissintonie del circuito allorchè viene regolata la polarizzazione; occorre quindi cercare di ridurre al minimo le variazioni ΔC_e della capacità di entrata al variare di V_{og} (ovvero di S o di I_{oa}).

FIG. 8
L'inserzione della resistenza catodica R_k consente di ridurre le variazioni della capacità di entrata ΔC_e dipendenti dalla regolazione della polarizzazione.

Ciò può essere ottenuto introducendo una controreazione di corrente mediante l'inserzione di una piccola resistenza catodica R_k non shuntata da capacità come è indicato in figura 8. Il valore di R_k è dato dalla:

$$R_k = \frac{\Delta C_e}{S C_{kg}} \qquad [14]$$

dove C_{kg} è la capacità fra catodo e griglia all'interdizione; ΔC_e è il totale aumento della capacità d'ingresso fra l'interdizione e la condizione normale di lavoro con massima pendenza S. Si noti che *la compensazione è indipendente dalla frequenza.*

L'inserzione di R_k migliora anche la costanza di R_e al variare del punto di lavoro come è illustrato dalla figura 9 che mostra gli effetti dell'inserzione di una R_k pari rispettivamente a 0, 30 e 60 ohm sul catodo di un tubo 6AC7.

FIG. 9
Variazioni di R_e e di ΔC_e in funzione della corrente anodica per il pentodo 6AC7 senza resistenza catodica e con resistenza catodica di 30 e di 60 ohm.

La tabella I precedentemente riportata fornisce i dati necessari per il calcolo di R_k e dà direttamente i valori di C_{kg} ([9]) e ΔC_e per numerosi tubi. In base a tali dati la [14] fornisce per il tubo 6AC7 il valore di 42 ohm compreso fra quelli (30 e 60 ohm) relativi alle curve di figura 9.

Si ricordi infine che l'inserzione della resistenza R_k, introducendo una controreazione di corrente, riduce l'amplificazione dal valore A al valore A' dato com'è noto dalla:

$$A' = \frac{A}{1 + R_k S (I_a + I_{g2}) / I_a} . \tag{15}$$

Per il tubo 6AC7 con $R_k = 42$ ohm, in base ai dati della tabella I, la [15] dà $A'/A = 0{,}68$, cioè l'inserzione della resistenza R_k rende quasi costante il valore della capacità d'entrata C_e e della resistenza d'entrata R_e ma riduce l'amplificazione al 68 % di quella ottenibile senza R_k.

7. - Capacità di uscita

La capacità di uscita C_u è essenzialmente dovuta alla capacità fra la placca e il catodo C_{ka}. Un incremento di tale capacità è peraltro dovuto al tempo di transito τ_{ka} degli elettroni fra catodo e placca. Esso determina un ritardo della corrente $\boldsymbol{I}_a$ sulla tensione di comando $\boldsymbol{V}_g$ il quale, invece che a tale tempo, può essere attribuito alla presenza di una capacità virtuale C_τ in derivazione sul circuito anodico. Il valore di C_τ può essere facilmente calcolato considerando il circuito equivalente a) ([10]) e il diagramma vettoriale b) di figura 10. Ivi infatti l'angolo θ_{ka}

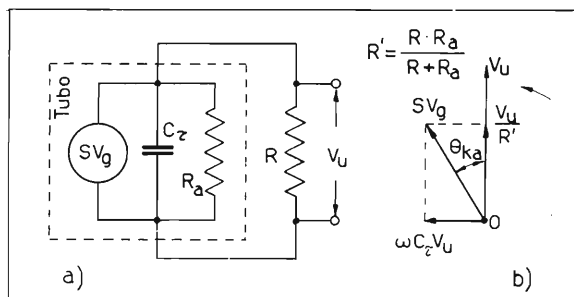



FIG. 10
Circuito equivalente a) e diagramma vettoriale b) per la determinazione della capacità di uscita C_τ dovuta al tempo di transito τ_{ka}.

([9]) Secondo la [12″] C_{kg} è solo una parte della capacità d'ingresso C_e.

([10]) Il circuito equivalente di un triodo ad elementi in parallelo, in luogo di essere alimentato dalla tensione μV_g come avviene nel circuito in serie, notoriamente si suppone alimentato dalla corrente SV_g.

di ritardo della tensione utile V_u rispetto a V_g (avente fase coincidente con SV_g) è dovuto alla presenza di C_τ e si può scrivere:

$$\omega C_\tau V_u = SV_g \operatorname{sen} \theta_{ka} ;$$

per piccoli angoli si ha $\operatorname{sen} \theta_{ka} = \sim \theta_{ka} = \omega \tau_{ka}$, perciò:

$$\omega C_\tau = S \frac{V_g}{V_u} \omega \tau_{ka} .$$

Dal diagramma vettoriale di figura 10b si ottiene:

$$S \frac{V_g}{V_u} = \sqrt{\omega^2 C_\tau^2 + \frac{1}{R'^2}} ;$$

quadrando le due espressioni precedenti e sostituendo:

$$\omega^2 C_\tau^2 = \omega^2 \tau_{ka}^2 \left(\omega^2 C_\tau^2 + \frac{1}{R'^2} \right) ,$$

da cui:

[16] $$C_\tau = \frac{\tau_{ka}}{R'} \sqrt{\frac{1}{1 - \omega^2 \tau^2_{ka}}} .$$

Poichè per piccoli θ_{ka} risulta $\omega^2 \tau^2_{ka} \ll 1$; si può quindi scrivere:

[16'] $$C_\tau = \sim \tau_{ka}/R' .$$

A titolo di esempio, ponendo $\tau_{ka} = 10^{-9}$ sec, $R' = 5000$ ohm si ha $C_\tau = 0{,}2$ pF.

La capacità complessiva di uscita risulta allora:

[17] $$C_u = C_{ka} + C_\tau \qquad \text{(triodo)}$$

Nei tetrodi e pentodi C_{ka} è piccole ma ad essa bisogna aggiungere, come s'è già detto (§ 5) la capacità fra la placca e la griglia di soppressione e fra la placca e la griglia schermo, che direttamente (griglia di soppressione) o indirettamente (griglia schermo) sono connessi al catodo. Indicando con C_{sa} la capacità complessiva fra la placca e le due griglie ausi-

liarie si ha:

[17′] $$C_u = C_{ka} + C_{sa} + C_r \ .$$ (pentodo)

8. - Resistenza di reazione.

Come s'è visto nel paragrafo 6, allorchè $\theta \neq 0$, cioè quando la tensione anodica V_a non è in esatta opposizione di fase con V_g, nel circuito di griglia si manifesta, oltre alla suscettanza dovuta a C_e, anche una conduttanza $-\omega C_{ga} A_1 = -\omega C_{ga} A \operatorname{sen} \theta$ equivalente ad una resistenza il cui valore, come s'è già visto, è espresso dalla [13] che riportiamo:

[13] $$R_\theta = -\frac{1}{\omega C_{ga} A \operatorname{sen} \theta} ,$$

e che risulta derivata sul circuito di griglia. Nella [13] A è il *modulo dell'amplificazione* e θ è l'*angolo di anticipo* della tensione V_a rispetto alla V_g (v. § 6). Tale angolo è *effettivamente di anticipo* se il carico anodico è *induttivo* entro certi limiti perchè allora la V_a è sfasata in anticipo rispetto alla corrente anodica I_a. In questo caso R_θ è *negativa*; ciò significa che vi è una erogazione di energia, invece che un consumo, nel circuito di griglia. Tale energia proviene dal circuito anodico attraverso la capacità C_{ga}; essa tende a compensare quella consumata dalle resistenze positive presenti nel circuito, cioè da R_e e dalla resistenza del circuito di griglia esterno al tubo. Ovviamente l'energia trasferita è tanto più grande quanto maggiore è la conduttanza, cioè minore la resistenza R_θ. Se questa diviene minore della totale resistenza positiva in parallelo sulla griglia si ha ovviamente l'innesco di oscillazioni, ma anche senza che sia raggiunto questo limite si possono manifestare condizioni di instabilità, mentre talora il fenomeno può essere utilizzato come reazione per accentuare l'amplificazione di uno stadio.

Se invece θ è negativo, come avviene sicuramente con carico *capacitivo,* ma talora anche con carico ohmico e perfino induttivo (il ritardo di di V_a su V_g può essere dovuto anche al tempo di transito), si ha che $\operatorname{sen} \theta$ è pure negativo e quindi R_θ risulta positiva e contribuisce, in parallelo con la R_e, a ridurre la resistenza di entrata del tubo.

Si noti che R_θ non può essere considerata unitamente alla R_e perchè la prima è variabile in funzione di parametri diversi da quelli da cui di-

pende la seconda; in particolare, se il carico anodico è risonante, al variare della frequenza intorno alla risonanza si può andare da valori positivi a valori negativi di θ passando per zero e quindi da valori negativi a valori positivi di R_θ passando per infinito.

Per i pentodi per i quali C_{ga} è molto piccola i valori di R_θ risultano così elevati da potersi spesso trascurare. In ciò risiede l'effetto schermante della griglia schermo che elimina la reazione interna della placca sulla griglia.

In realtà nel campo delle onde ultracorte la tendenza all'innesco non dipende solo da C_{ga} ma da una capacità equivalente C'_{ga} data, secondo Strutt (bibl. 8, 9) da:

$$C_{ga}' = C_{ga} - \omega^2 L C_e C_u \ , \tag{18}$$

in cui L è un coefficiente di autoinduzione dipendente dall'induttanza dei reofori di griglia e di placca e dalla mutua induttanza fra essi. In altre parole la presenza dell'induttanza L in serie con la capacità C_{ga} ne riduce gli effetti a quelli della capacità equivalente C'_{ga} data dalla [18] che si annulla per la frequenza:

$$f' = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_{ga}}{L C_e C_u}} \ . \tag{18'}$$

Per frequenze superiori ad f' la C'_{ga} presenta un valore negativo crescente con la frequenza; ciò significa che la reattanza $X_c = 1/(\omega C'_{ga})$ decresce rapidamente con la frequenza ma ha *fase induttiva.*

Per ridurre C'_{ga} occorre al solito ridurre C_{kg}, C_{ka}, C_{ga}, il tempo di transito e le induttanze dei reofori cioè L.

Per il triodo miniatura 6C4 adatto per onde metriche, per il quale si ha: $C_{kg} = 1{,}8$ pF, $C_{ka} = 1{,}3$ pF ($C_u = \sim 1{,}5$ pF), $C_{ga} = 1{,}6$ pF, ponendo: $L = 0{,}02$ μH ed $A = 10$ ($\mu = 17$) dalla [12'] si ottiene:

$$C_e = 1{,}8 + 1{,}6\,(10 + 1) = 19{,}3 \ \text{pF}$$

mentre dalla [18'] si ha:

$$f' = \frac{1}{6{,}28} \sqrt{\frac{1{,}6 \cdot 10^{-12}}{0{,}02 \cdot 10^{-6} \cdot 19{,}3 \cdot 10^{-12} \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-12}}} = 260 \ \text{MHz} \ .$$

9. - Circuito equivalente complessivo.

Nella figura 11 è disegnato il circuito equivalente complessivo di un triodo. In esso si distinguono l'entrata o eccitazione, il tubo (di cui le lettere K, G, A, indicano rispettivamente il catodo, la griglia e l'anodo) ed il carico; si distinguono altresì il circuito di griglia da quello anodico divisi dalla tratteggiata verticale che separa anche i relativi diagrammi vettoriali; i due circuiti sono collegati attraverso le capacità di accoppiamento C_{ga}. Non sono indicate le sorgenti di tensione continua e quindi tutte le tensioni e correnti considerate sono alternative sinusoidali con frequenza pari a quella di entrata; i segni e le freccie sono quelli di riferimento assunti come positivi.

Sotto al circuito equivalente sono riportati i diagrammi vettoriali relativi rispettivamente al circuito di griglia e al circuito anodico (la scala non è la stessa; infatti la tensione V_g nei diagrammi del circuito anodico è indicata con un vettore 4 volte più corto di quello usato per i diagrammi del circuito di griglia). Sono considerate tre condizioni: $\theta = 0$, $\theta > 0$, $\theta < 0$ (θ = angolo di auticipo fra V_a e V_g).

Per ottenere $\theta = 0$ (fig. 11b), cioè per ottenere che la tensione anodica V_a sia in fase con quella di entrata V_g, occorre che la corrente anodica I_a sia in ritardo rispetto a V_a dell'angolo θ_a; ciò per compensare la corrente capacitiva $I_{ka} + I_{ga}$; il carico anodico deve quindi essere induttivo in modo che esso determini il ritardo di I_a su V_a dell'angolo θ_a.

Se l'angolo θ_a è più grande (fig. 11d), V_a risulta in anticipo su V_g dell'angolo θ (positivo). Si noti che I_{ka} è in anticipo di 90° su V_a (tratteggiata 2) e I_{ga} è in anticipo di 90° su $V_a + V_g$ (tratteggiata 1) cosicchè la somma vettoriale $I_{ka} + I_{ga}$ ha una fase compresa fra le tratteggiate 1 e 2.

La corrente totale di griglia I_g (fig. 11c), oltre alle componenti I_{kg} in quadratura e $I_e = V_g/R_e$ (R_e dato dalla [9]) in fase con V_g, comprende la componente I_{ga} in quadratura con $V_a + V_g$ (tratteggiata 1) avente una proiezione $I_\theta = V_g/R_\theta$ in opposizione con V_g cioè corrispondente alla resistenza negativa R_θ. L'angolo θ_g è maggiore di quello che si ha nel caso precedente per $\theta = 0$ (fig. 11a) e si avvicina di più a quello ideale $\theta_g = \pi/2$ corrispondente ad una corrente di griglia puramente capacitiva.

Infine nelle figure 11e) ed f) sono riportati i diagrammi vettoriali di griglia e di placca per $\theta < 0$ cioè per un ritardo di V_a rispetto a V_g. Ivi l'angolo θ_a è pure cambiato di segno, cioè I_a è in anticipo su V_a ossia

il carico è capacitivo. In tal caso la proiezione di $\boldsymbol{I}_{ga}$ su $\boldsymbol{V}_g$ è positiva cioè corrisponde ad una resistenza R_θ pure positiva.

RIASSUMENDO: con carico capacitivo (fig. 11f), ohmico o limitata-

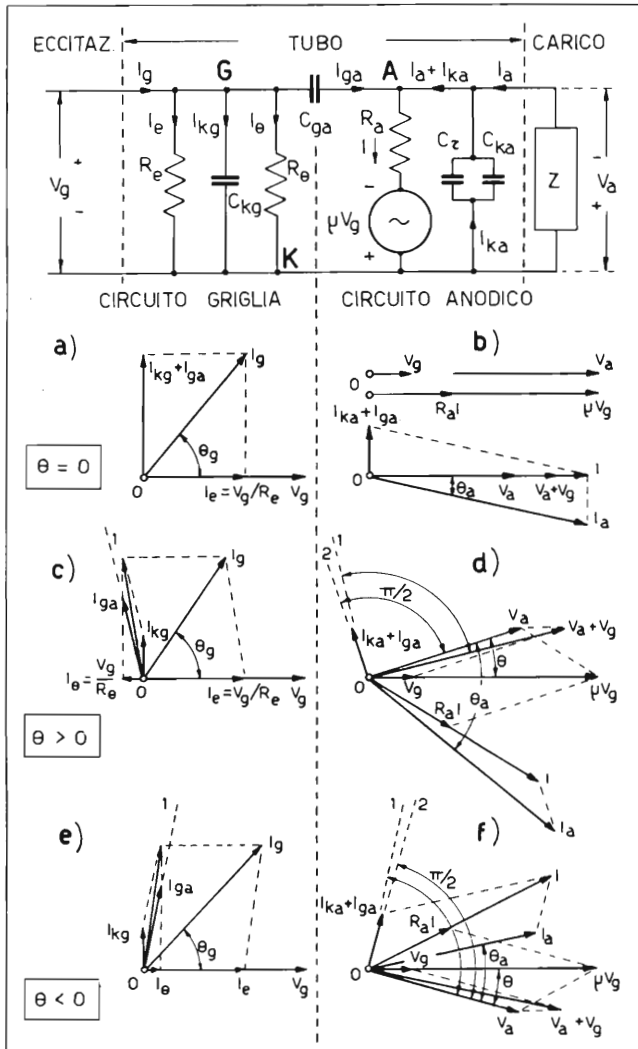



FIG. 11

Circuito equivalente complessivo di un triodo e diagrammi vettoriali relativi al circuito di griglia (sinistra) e al circuito anodico (destra) tracciati per tre valori dell'angolo θ di anticipo della tensione anodica V_a rispetto a quella di griglia V_g; R_e = resistenza di entrata dovuta all'induttanza L_k del reoforo catodico e al tempo di transito τ_{kg} e data dalla [9]; R_θ = resistenza di reazione dipendente da C_{ga} secondo la [17]; C_τ = capacità di uscita dipendente da τ_{ka} secondo la [15].

mente induttivo (fino al valore fissato dal diagramma di fig. 11b) la resistenza di reazione R_θ, data dalla [13], è positiva; invece per carico anodico induttivo con angolo di fase superiore a quello fissato dal diagramma di figura 11b la resistenza di reazione R_θ è negativa e, in determinate condizioni, può determinare l'innesco di oscillazioni nel circuito.

10. - Valori elevati dell'angolo di ritardo dovuto al tempo di transito.

Finora gli angoli di ritardo θ_{kg} e θ_{ka} si sono considerati piccoli (v. § 3 e § 7). Lo studio del comportamento nel caso in cui tali angoli siano più grandi, fino a raggiungere e superare il radiante è stato intrappreso e sviluppato soprattutto da Llewellyn (bibl. 11, 16). Esso è piuttosto lungo e complesso per cui ci accontentiamo di riassumere i risultati essenziali.

Fig. 12
Andamenti della resistenza R e della reattanza X, riferiti alla resistenza interna R_a, offerti da un diodo al crescere dell'angolo di transito θ_{ka} portato in assissa in radianti.

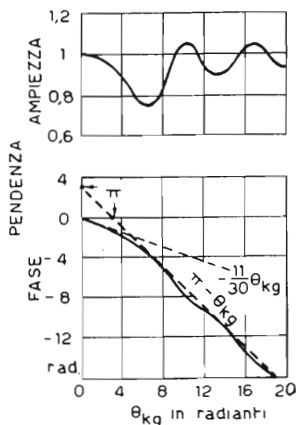



Fig. 13
Andamenti dell'ampiezza e della fase della pendenza S di un triodo in funzione dell'angolo di transito θ_{kg} espresso in radianti.

Nel caso di un diodo lontano dalla saturazione la sua impedenza dinamica interna, che a frequenze non troppo elevate presenta il valore ohmico R_a, assume invece le caratteristiche di una resistenza R in serie con una reattanza capacitiva X. I valori di R ed X riferiti ad R_a in funzione dell'angolo θ_{ka} sono dati dal grafico della figura 12 (11). Poichè X è sempre negativa la reattanza è sempre di natura capacitiva e il cir-

(11) Le espressioni che forniscono R ed X sono le seguenti:

$$\frac{R}{R_a} = \frac{12}{\theta_{ka}^4} (2 - 2\cos\theta_{ka} - \theta_{ka} \operatorname{sen}\theta_{ka}) ;$$

$$\frac{X}{R_a} = -\frac{2}{\theta_{ka}} - \frac{12}{\theta_{ka}^4} (\theta_{ka} + \theta_{ka}\cos\theta_{ka} - 2\operatorname{sen}\theta_{ka}) .$$

cuito equivalente si può effettivamente considerare costituito da una resistenza R in serie con una capacità C di reattanza $X = -1/(\omega C)$, com'è indicato in figura 12. A parità di altre condizioni (dimensioni e tensioni applicate al diodo) l'angolo $\theta_{ka} = \omega\tau_{ka}$ cresce linearmente con la frequenza.

Se R e C fossero costanti il diagramma di R/R_a dovrebbe essere una retta orizzontale e il diagramma di X/R_a dovrebbe essere un'iperbole, per esempio quella tratteggiata in figura 12 che corrisponde alla capacità fra catodo e anodo del diodo a freddo. Invece R/R_a e X/R_a hanno l'andamento illustrato dalle linee continue di figura 12; ciò significa che i valori di R e C, da includere nel circuito equivalente considerato, sono variabili con la frequenza. Per θ_{ka} tendente a zero R tende ad R_a e C tende ad infinito ([12]); R si annulla per $\theta_{ka} = 2\pi$ ed oltre tale limite assume piccoli valori alternativamente negativi ([13]) e positivi.

Nel caso di un triodo, in regime di funzionamento lontano dalla saturazione e per piccoli segnali, la pendenza S, che per valori non trascurabili di θ_{kg} assume carattere complesso, ha l'ampiezza e la fase variabili in funzione di θ_{kg} dati dai diagrammi di figura 13. Per quanto riguarda la resistenza in parallelo sul circuito di griglia $R_{P\tau}$, che per piccoli valori di $\theta_{kg} = \tau_{kg}/\omega$ ha il valore dato dalla [7], per valori più grandi di θ_{kg} assume un andamento simile a quello dato per R dal diagramma di figura 12.

11. - Principi di similitudine.

È interessante considerare l'effetto di un cambiamento proporzionale di tutte le *dimensioni* di un tubo, oppure l'effetto di una variazione delle *tensioni* sul comportamento del tubo, in funzione della *frequenza*. Tale studio consentirà di trarre utili indicazioni per il progetto e per la comprensione del comportamento dei tubi alle frequenze elevate.

Poichè la velocità degli elettroni, è, come si sà, proporzionale alla radice quadrata della tensione acceleratrice, se un tubo che contrassegneremo col numero 2, ha tutte le dimensioni doppie di quelle di un altro tubo che indicheremo col numero 1, occorrerà applicare al tubo 2 tensioni quadruple per ottenere lo stesso tempo di transito.

Si può anche notare che, per mantenere inalterati gli *angoli* di ritardo,

---

([12]) Per piccoli valori di θ_{ka}, inferiori a $\pi/2$ è preferibile considerare il circuito equivalente del diodo costituito da una capacità in parallelo con la resistenza R; in questo caso tale capacità è pari a 3/5 della capacità a freddo fra gli elettrodi.

([13]) La resistenza negativa offerta dal diodo per quelle frequenze per cui risulta $2\pi < \theta_{ka} < 9$ rad è stata utilizzata anche per generare oscillazioni con l'uso di diodi speciali (bibl. 11).

bisogna costruire tubi con *dimensioni inversamente proporzionali alla frequenza* di lavoro (ossia proporzionali alla lunghezza d'onda).

Vi sono poi altri dati che cambiano variando le dimensioni; essi sono principalmente: la potenza dissipabile, le induttanze dei reofori e le capacità parassite.

Le variazioni di tutti questi fattori possono essere studiate in funzione di due soli coefficienti numerici di similitudine e cioè:

$$D = \frac{d_2}{d_1} \; ; \qquad F = \frac{f_2}{f_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \, .$$

Il primo è il rapporto fra le dimensioni corrispondenti dei tubi 2 ed 1 (tutte le dimensioni si suppongono proporzionali); il secondo è il rapporto fra le frequenze delle tensioni agenti sui tubi 2 ed 1 cioè il reciproco del rapporto fra le corrispondenti lunghezze d'onda.

I rapporti fra le grandezze corrispondenti di due tubi per i quali tutte le dimensioni siano variate nel rapporto D e la frequenza nel rapporto F sono contenuti nella tabella II.

TABELLA II - RAPPORTI FRA GRANDEZZE CORRISPONDENTI AL VARIARE DELLE DIMENSIONI NEL RAPPORTO D E DELLA FREQUENZA NEL RAPPORTO F.

Grandezze	loro rapporto	Caso generale	Frequenza e dimensioni variate in rapporto inverso $F = 1/D$	Frequenza costante $F = 1$	Dimensioni costanti $D = 1$
Induttanza	L_2/L_1	D	D	D	1
Capacità	C_2/C_1	D	D	D	1
Campo	E_2/E_1	DF^2	$1/D$	D	F^2
Tensione	V_2/V_1	D^2F^2	1	D^2	F^2
Densità di corrente	J_2/J_1	DF^3	$1/D^2$	D	F^3
Corrente	I_2/I_1	D^3F^3	1	D^3	F^3
Densità di potenza	h_2/h_1	D^3F^5	$1/D^2$	D^3	F^5
Potenza	P_2/P_1	D^5F^5	1	D^5	F^5
Pendenza	S_2/S_1	DF	1	D	F

Le relazioni scritte nella colonna riguardante il «Caso generale» possono essere giustificate con le semplici considerazioni seguenti:

L'induttanza dei reofori cresce ovviamente con le dimensioni come risulta dalla sua espressione data nella nota ([2]) del paragrafo 2.

Poichè in generale una capacità è proporzionale al rapporto fra un'area ed una distanza le capacità interelettrodiche risulteranno proporzionali a $D^2/D = D$.

Le tensioni da applicare al tubo, necessarie per mantenere inalterati i tempi di transito dovranno essere, come s'è detto, proporzionali al quadrato delle dimensioni; inoltre gli angoli di ritardo $(\theta = 2\pi f\tau)$ crescono proporzionalmente con la frequenza; al crescere di questa, per mantenere inalterati gli angoli di ritardo, occorrerà ridurre proporzionalmente i tempi di transito, quindi aumentare proporzionalmente le velocità degli elettroni ciò che si può ottenere aumentando le tensioni col quadrato della frequenza; cioè $V_2/V_1 = D^2 F^2$.

Poichè $E = V/d$ si ha: $E_2/E_1 = \frac{1}{D} V_2/V_1 = DF^2$ cioè i campi elettrici necessari per mantenere inalterati gli angoli di ritardo crescono con le dimensioni e col quadrato della frequenza.

In un tubo lontano dalla saturazione le correnti crescono, in base alla legge di Langmuir e Child, secondo la potenza 3/2 delle tensioni; perciò aumentando la tensione in ragione di $D^2 F^2$ la corrente cresce in ragione di $D^3 F^3$ e quindi la densità di corrente $J = I/d^2$ in ragione di DF^3.

Essendo $P = V . I$ le potenze crescono in ragione di $D^5 F^5$ ed essendo $S = I/V$ la pendenza crescerà in ragione di DF.

Le ultime tre colonne della tabella II derivano immediatamente dal caso generale, ma sono state ugualmente riportate perchè corrispondono a tre casi particolari importanti e cioè:

1) al crescere della frequenza si riducono proporzionalmente le dimensioni del tubo;

2) la frequenza è fissata, si variano le dimensioni del tubo;

3) le dimensioni sono fissate, si varia la frequenza.

È opportuno osservare che si incontrano numerose limitazioni nell'applicare le norme fissate dalla tabella; in particolare per quanto riguarda le tensioni da applicare al tubo occorrerà che siano salvaguardate le esigenze relative all'isolamento e alla rigidità dielettrica degli spazi interelettrodici; per quanto riguarda le correnti bisognerà rimanere molto lontani dalla saturazione e per quanto riguarda le potenze occorrerà mantenere entro limiti fissati dalla sopraelevazione di temperatura, la dissipazione su ciascun elettrodo.

Conviene infine osservare che la potenza *richiesta* dal tubo, necessaria affinchè sia conservata la similitudine ed in particolare rimangano costanti gli angoli di ritardo dovuti ai tempi di transito, cresce con la *quinta potenza delle dimensioni e con la quinta potenza della frequenza.*

12. - Importanza della distanza fra catodo e griglia.

Nel paragrafo precedente si è considerato l'effetto di una variazione contemporanea e proporzionale di tutte le dimensioni del tubo. Ora consideriamo l'effetto della distanza d_{kg} fra catodo e griglia.

La capacità C_{kg}, data da:

$$C_{kg} = k_1 \frac{a_k}{d_{kg}} \tag{19}$$

dove a_k = area del catodo, è inversamente proporzionale a d_{kg}. L'aumento di C_{kg} al diminuire di d_{kg} è un inconveniente che però è largamente compensato dal contemporaneo aumento di S. Infatti, secondo la legge di Langmuir e Child ([14]) si ha:

$$i_k = k_2 \frac{a_k}{d_{kg}^2} v^{3/2} = i_a \tag{20}$$

dove i_k = corrente uscente dal catodo che, in assenza di corrente di griglia, coincide con i_a e $v = v_a/\mu + v_g$ = potenziale globale di griglia. La pendenza S è data da:

$$S = \left(\frac{\mathrm{d}i_a}{\mathrm{d}v_g}\right)_{v_a = \text{cost.}} = \frac{3}{2} k_2 \frac{a_k}{d_{kg}^2} \sqrt{v_g}\,; \tag{21}$$

e cresce quindi in ragione inversa del quadrato di d_{kg}.

Eliminando $k_2 a_k/d_{kg}^2$ fra le [20] e [21] si ha:

$$S = \frac{3}{2} \frac{i_a}{v_g} \tag{22}$$

la quale mostra che per ottenere una grande pendenza il tubo deve funzionare con una grande corrente ed una piccola polarizzazione di griglia. Si

---

([14]) DILDA G.: *Radiotecnica.* Vol. I - « Levrotto & Bella », Torino, p. 31.

noti che in seguito alla [20] la corrente cresce in ragione inversa del quadrato di d_{kg}.

D'altra parte il tempo di transito τ_{kg} è dato da:

$$\tau_{kg} = k_3 \frac{d_{kg}}{\sqrt{v_g}} \qquad [23]$$

perchè la velocità degli elettroni è proporzionale alla radice quadrata della tensione acceleratrice; quindi riducendo la tensione di polarizzazione l'effetto utile di un aumento di S è accompagnato dall'effetto dannoso di un aumento del tempo di transito, mentre tale tempo diminuisce con d_{kg}.

Dalle relazioni sopra scritte risulta che il migliore compromesso fra una ridotta capacità C_{kg}, una elevata pendenza S ed un piccolo tempo di transito τ_{kg} si ottiene riducendo d_{kg} al minimo consentito dalle possibilità costruttive.

Nei tubi per onde corte e ad elevata pendenza tale distanza è stata ridotta anche al di sotto di 1/10 di millimetro!

13. - Riduzione del rendimento di classe C al crescere della frequenza.

Il comportamento dei tubi funzionanti in classe B o C sulle onde metriche è molto più complesso di quello relativo ai tubi funzionanti in classe A in seguito alla grande ampiezza delle tensioni in gioco. Infatti, in conseguenza di ciò, gli elettroni emessi in istanti diversi del periodo avranno tempi di transito largamente diversi in seguito alle notevoli variazioni delle tensioni acceleratrici.

Nel caso del triodo usato come oscillatore i rilievi sperimentali mostrano che, al crescere della frequenza oltre un certo limite, la potenza utile di uscita decresce, dapprima lentamente, poi sempre più rapidamente, fino ad annullarsi per una frequenza che, di solito, è dell'ordine di 5-10 volte quella per la quale l'effetto di diminuzione suddetto diviene appena apprezzabile.

L'andamento della potenza di uscita in funzione della frequenza è illustrato per vari tubi, sia del tipo raffreddato ad acqua, sia del tipo raffreddato ad aria, in figura 14. In tale figura sono raffreddati ad aria i tipi corrispondenti alle curve 1, 2, 3, 4 e 5; sono invece raffreddati a circolazione d'acqua i tipi 6 e 7. Si può notare che la potenza limite per il complesso di un dato gruppo di tubi decresce all'incirca col quadrato della frequenza

per i tipi raffreddati ad aria e con una potenza ancora più elevata (da 3 a 4) per quelli raffreddati a circolazione d'acqua. Tali limiti sono segnati con una tratteggiata in figura 14 e prevedibilmente possono essere spostati verso destra col progredire della tecnica costruttiva. Tuttavia il cammino che si potrà compiere su questa strada non sarà certo notevole e per aumentare la potenza disponibile alle frequenze molto elevate, come si vedrà, si sono battute altre vie, abbandonando la struttura classica dei tubi elettronici ed utilizzando principi diversi.

FIG. 14

Riduzione della potenza di uscita P_u al crescere della frequenza f, per vari tubi adatti per microonde, sia del tipo raffreddato ad aria (1, 2, 3, 4, 5) sia del tipo raffreddato ad acqua (6, 7).

Il comportamento di un oscillatore è ben noto in termini di funzionamento di classe C per quelle frequenze dove il tempo di transito è trascurabile. Al crescere della frequenza si manifestano sfasamenti che determinano, come s'è detto, una riduzione della potenza di uscita. Per frequenze non troppo elevate e quindi ridotti angoli di fase $\omega\tau$, tali da non produrre una riduzione di potenza superiore al $10 \div 20\,\%$, la prestazione del tubo può essere ancora valutata con sufficiente approssimazione. Per frequenze ancora più elevate il funzionamento risulta complesso e poco conosciuto. Infine quando la frequenza è così elevata per cui la potenza di uscita si riduce per esempio a circa il 5 % di quella che si ottiene a frequenze basse, le tensioni alternative divengono così piccole che può essere applicata la teoria di Llewellyn valida per piccoli segnali. In altre parole riesce abbastanza facile stabilire la frequenza di un oscillatore per la quale il rendimento (e quindi anche la potenza utile) comincia a diminuire, per esempio del 10 %, e la frequenza per la quale le oscillazioni cessano.

A) *Frequenza alla quale il rendimento comincia a diminuire.*

Supponiamo che l'oscillatore funzioni in classe C e che la corrente

anodica sia costituita da un impulso rettangolare della durata di un quarto di periodo. Poniamo cioè:

$$i_a = I_o \qquad \text{per } -T/8 < t < T/8 \; ;$$

$$i_a = 0 \qquad \text{per tutti gli altri istanti del periodo.}$$

Poniamo inoltre che la corrispondente tensione anodica sia:

$$v_a = V_{oa} - V_a \cos \omega t \; .$$

In queste condizioni, illustrate dalla figura 15, la potenza media dissipata dalla placca è data da:

$$P_a = \frac{1}{T} \int_{-T/8}^{T/8} I_0 \, (V_{oa} - V_a \cos \omega t) \, dt \; ,$$

$$[24] \qquad P_a = I_o \left(\frac{V_{oa}}{4} - \frac{V_a}{\pi \sqrt{2}} \right) .$$

FIG. 15
Andamento delle tensioni anodica v_a e di griglia v_g, della corrente anodica i_a e della potenza dissipata sulla placca p_a, in funzione del tempo. Gli andamenti tratteggiati di i_a e p_a mostrano l'effetto del tempo di transito τ_{ka} che produce un aumento dell'impulso di potenza dissipata sulla placca e quindi del suo valore medio P_a.

Quando al crescere della frequenza il tempo di transito τ_{ka} non è più trascurabile possiamo supporre che inizialmente il solo effetto da esso determinato sia quello di ritardare l'impulso di corrente anodica come è illustrato in figura 15 con linea a tratti. In tal caso l'impulso non si manifesta più nell'intervallo in cui la tensione anodica è minima e la potenza media dissipata sulla placca aumenta a danno di quella utile. Si ha infatti:

$$P_a' = \frac{1}{T} \int_{-T/8+\tau_{ka}}^{T/8+\tau_{ka}} I_o \, (V_{oa} - V_a \cos \omega t) \, dt$$

$$[25] \qquad P_a' = I_o \left(\frac{V_{oa}}{4} - \frac{V_a}{\pi \sqrt{2}} \cos \omega \tau_{ka} \right) .$$

Per piccoli angoli $\omega\tau_{ka}$ si ha [15]:

[25′]
$$P_a' = I_o\left(\frac{V_{oa}}{4} - \frac{V_a}{\pi\sqrt{2}} + \frac{V_a}{2\pi\sqrt{2}}\,\omega^2\tau_{kg}^2\right).$$

I rendimenti nei due casi sono dati da:

$$\eta = \frac{P_{ba} - P_a}{P_{ba}}\,; \qquad \eta' = \frac{P_{ba} - P_a'}{P_{ba}}$$

dove P_{ba} è la potenza media di alimentazione anodica cioè $P_{ba} = (I_o V_{oa})/4$. Perciò la differenza fra i due rendimenti risulta:

[26]
$$\eta - \eta' = \frac{\sqrt{2}}{\pi}\,\frac{V_a}{V_{oa}}\,\omega^2\tau_{ka}^2\,.$$

Ponendo $V_a = 0{,}9\,V_{oa}$ (condizione generalmente verificata con buona approssimazione negli amplificatori di classe C e corrispondente approssimamente al massimo rendimento) si ha:

[26′]
$$\eta - \eta' = \backsim 16 f^2\tau_{ka}^2\,,$$

cioè la riduzione di rendimento è inizialmente proporzionale al quadrato della frequenza e al quadrato del tempo di transito, oltre che, come risulta dalla [26], al rapporto V_a/V_{oa}; quest'ultima osservazione significa che la riduzione di rendimento è più appariscente quando le tensioni alternative in gioco sono grandi e il rendimento è elevato.

Se si pone $\eta - \eta' = 0{,}1$, cioè se si considera una diminuzione del rendimento e quindi anche della potenza utile del 10 %, dalla [26′] si ha subito:

[27]
$$\lambda' = u/f = \backsim 12{,}6\,u\tau_{ka}\,,$$

dove u è la velocità di propagazione delle radioonde. La [27] esprime la lunghezza d'onda per la quale un tubo oscillatore presenta una riduzione di rendimento del 10 % dipendente dal tempo di transito τ_{ka}. Naturalmente

---

(15) Infatti $\cos\alpha = \sqrt{1 - \mathrm{sen}^2\alpha}$; se α è piccolo $\sqrt{1 - \mathrm{sen}^2\alpha} = 1 - \frac{1}{2}\mathrm{sen}^2\alpha = 1 - \alpha^2/2$.

se u è espressa in cm/sec $(3 . 10^{10})$ e τ_{ka} in secondi, λ' risulta espressa in cm.

Per applicare le formule sopra scritte occorre saper valutare il tempo di transito τ_{ka}. Nel caso del funzionamento in classe C che si sta ora considerando si può ammettere che sia:

$$v_{g\,\max} = v_{a\,\min} = V_{oa}/10$$

ed in tale ipotesi si ha approssimativamente (bibl. 21):

[28] $$\tau_{ka} = \backsim \frac{3d_{kg} + d_{ga}}{5{,}93 \cdot 10^7 \sqrt{V_{oa}/10}}$$

e quindi dalla [27] si ottiene:

[29] $$\lambda' = 20200 \frac{3d_{kg} + d_{ga}}{\sqrt{V_{oa}}} \qquad \text{(cm, V)}$$

dove d_{kg} e d_{ga} sono le distanze (espresse come λ in centimetri) rispettivamente fra catodo e griglia e fra griglia e anodo.

Le formule sopra riportate sono solo approssimative e servono per stimare le proprietà di un tubo alle frequenze ultra elevate. L'errore più importante risiede probabilmente nell'aver accettato la supposizione che l'impulso di corrente, ritenuto rettangolare alle basse frequenze, rimanga di forma inalterata anche alle frequenze più alte. Tuttavia anche dalle formule sopra scritte risulta, come precedentemente, che, per estendere il funzionamento dei tubi di tipo classico a frequenze sempre più elevate, è di fondamentale importanza ridurre al minimo le distanze interelettrodiche ed in particolare quella fra catodo e griglia.

B) *Frequenza alla quale le oscillazioni cessano.*

Un altro punto di riferimento delle curve di figura 14 è quello in cui, con l'ulteriore aumento di frequenza, le oscillazioni cessano. Ciò dipende generalmente non solo dalle caratteristiche del tubo ma anche da quelle del circuito associato; tuttavia, con un adatto progetto di quest'ultimo, in definitiva la riduzione dell'uscita fino a zero è dominata dagli effetti del tempo di transito.

Generalmente la polarizzazione di un oscillatore è ottenuta mediante una resistenza derivata sul circuito di griglia e percorsa dalla corrente me-

dia della griglia, corrente che è funzione dell'ampiezza delle oscillazioni. Col ridursi a zero di queste si riduce a zero anche l'autopolarizzazione. Questa considerazione consente di definire la distribuzione dei potenziali fra gli elettrodi allorchè le oscillazioni vanno spegnendosi e quindi di determinare i tempi di transito e la frequenza limite. Il risultato di tali considerazioni (bibl. 12, 21) fornisce la seguente lunghezza d'onda minima λ al di sotto della quale le oscillazioni cessano:

$$[30] \qquad \lambda_0 = \frac{506}{K} \sqrt{\frac{\mu}{V_{oa}}} \left(3d_{kg} + \frac{2d_{ga}}{\sqrt{\mu} + 1}\right) \qquad \text{(cm, V)}$$

dove K è la frazione di periodo richiesta da un elettrone per compiere il viaggio dal catodo all'anodo e le altre lettere hanno i significati noti. Gavin (bibl. 12) ha trovato, per una serie di tubi a corna, un tempo di transito limite pari a circa mezzo periodo ($K = 0{,}5$); per tubi del tipo lighthouse (vedi oltre) si arriva anche a valori di K dell'ordine di 0,75.

A titolo di esempio supponiamo che un triodo oscillatore abbia le seguenti caratteristiche:

$$\mu = 10\,, \quad d_{kg} = 0{,}015 \text{ cm}\,, \quad d_{ga} = 0{,}08 \text{ cm}\,, \quad V_{oa} = 250 \text{ V}\,, \quad K = 0{,}5\,;$$

dalle [29] e [30] si ottiene rispettivamente:

$$\lambda' = 160 \text{ cm}\,, \qquad \lambda_0 = \backsim 17 \text{ cm}$$

cioè il triodo suddetto usato come oscillatore manifesta una riduzione di rendimento dell'ordine del 10 % a circa 1,6 m mentre la sua frequenza limite di oscillazione, difficilmente raggiungibile, è di circa 17 centimetri.

14. Effetti del tempo di transito con segnali molto ampi.

Le considerazioni svolte nei paragrafi precedenti si applicano principalmente al caso in cui i segnali applicati al tubo siano di piccola ampiezza e nell'ipotesi che nessun elettrone ritorni indietro. In realtà queste ipotesi spesso non sono verificate. Sfortunatamente l'esame degli effetti del tempo di transito con grandi segnali è così complesso che solo in casi relativamente semplici esso può essere convenientemente sviluppato. Qui ci accontentiamo di riassumere i risultati ottenuti nel caso del diodo satu-

rato e non polarizzato dal quale si possono trarre utili indicazioni anche per il triodo e tetrodo.

Diodo saturato non polarizzato.

Il diodo si considera non polarizzato per semplicificare i calcoli e saturato per non tenere in conto l'effetto della carica spaziale. Queste condizioni sono spesso attuate negli oscillatori ad impulso dove le tensioni applicate sono elevatissime.

Il flusso degli elettroni fra catodo e anodo, in tale caso, è illustrato dalla figura 16 che ha in ordinate il parametro $\frac{x}{d} \cdot \frac{f^2 d^2}{V_a}$, in funzione del-

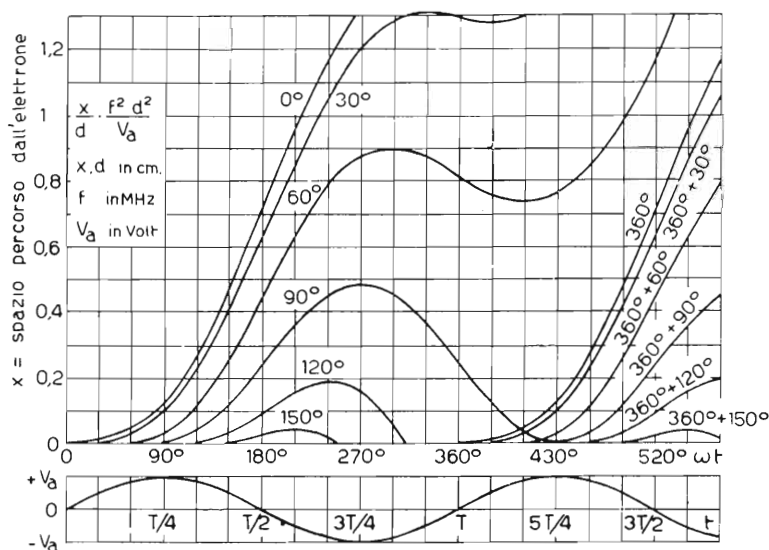



FIG. 16

Distanza x (riferita alla distanza d fra catodo e anodo del diodo) percorsa da un elettrone in funzione del tempo (riferito al periodo T della tensione sinusoidale applicata all'anodo) e dell'istante di emissione dell'elettrone considerato (riferito alla fase della tensione anodica). Si noti che il parametro portato in ordinate tiene conto della frequenza f (MHz) e dell'ampiezza V_a (V) della tensione anodica oltre che della distanza d (cm).

l'istante t di emissione dell'elettrone considerato riferito al periodo T della tensione applicata all'anodo supposta sinusoidale ($v_a = V_a \operatorname{sen} \omega t$) ed espresso in gradi. Nella figura 16 è segnata una curva per ogni dodicesimo del periodo della tensione anodica v_a (la quale è pure rappresentata in basso) cioè ogni 30°; x è lo spazio percorso dall'elettrone verso l'anodo; d è la distanza catodo-anodo. Se $x/d \geq 1$ vuol dire che l'elettrone raggiunge l'anodo, altrimenti no.

Gli elettroni emessi negli istanti corrispondenti al semiperiodo negativo di v_a cioè fra 180° e 360° vengono respinti sul catodo.

Le curve di figura 16 relative ad angoli di emissione dell'elettrone compresi fra 90° e 180°, dopo aver raggiunto un massimo hanno un *andamento decrescente che ritorna fino a zero.* Perciò se l'elettrone non raggiunge l'anodo durante l'andamento crescente della curva, esso, dopo aver compiuto il suo viaggio verso l'anodo ricade sul catodo; ciò succede se f^2d^2/V_a è maggiore dell'ordinata massima della curva perchè allora risulta $x/d < 1$.

Se invece f^2d^2/V_a è più piccolo della massima ordinata della curva, l'elettrone considerato arriva sulla placca con un ritardo che si può leggere rilevando l'ascissa corrispondente al valore di f^2d^2/V_a e sottraendo ad essa l'angolo di emissione dell'elettrone, indicato come parametro sulla curva considerata. Per esempio se $f^2d^2/V_a = 0{,}1$ (f in MHz, d in cm, V_a in V) un elettrone emesso nell'istante corrispondente a 90° arriva sulla placca con un angolo di ritardo pari a $\backsim 142° - 90° = \backsim 52°$. Se poi f^2d^2/V_a è maggiore di $\backsim 0{,}48$ (ordinata massima della curva per 90°) nessun elettrone emesso nella seconda metà del semiperiodo (fra 90° e 180°) riesce a giungere sulla placca.

Viceversa gli elettroni emessi nel primo quarto di periodo (fra 0° e 90°) arrivano tutti sull'anodo. Infatti se la tensione anodica si inverte prima che tali elettroni giungano sulla placca essi subiscono un rallentamento o addirittura invertono la direzione del moto, però prima di cadere sul catodo la tensione anodica s'inverte nuovamente diventando positiva così da richiamare gli elettroni considerati verso la placca (vedi curve di fig. 16 per 30° e 60°). Naturalmente in tale caso gli elettroni arrivano sulla placca con grandi angoli di ritardo: per es. se $f^2d^2/V_a = 1$ un elettrone emesso nell'istante corrispondente a 60° impiega per compiere il tragitto catodo-anodo il tempo corrispondente all'angolo di $\backsim 490° - 60° = \backsim 430°$; infatti esso dopo essere giunto fino a 0,9 del percorso catodo-anodo (a 300°) ritorna indietro fino a $\backsim 0{,}74$ di tale percorso (a 400°) per poi riprendere il cammino verso la placca.

Concludendo, in un diodo saturato e non polarizzato, per frequenze non troppo elevate (per es. $f^2d^2/V_a < 0{,}01$) tutti gli elettroni emessi nel semiperiodo positivo (0° ÷ 180°) della tensione anodica, supposta sinusoidale, sono raccolti dall'anodo; l'angolo di ritardo con cui ciascun elettrone giunge sull'anodo è trascurabile. Al crescere della frequenza (o più precisamente di f^2d^2/V_a) una parte, sempre più grande, degli elettroni emessi fra 90° e 180° non riesce a raggiungere l'anodo; infatti la tensione anodica s'inverte mentre molti elettroni sono ancora in cammino fra gli elettrodi

esercitando su essi una repulsione che ne respinge una parte sul catodo. Ciò non avviene per gli elettroni emessi fra 0° e 90° perchè, anche se la placca diventa negativa, così da respingere gli elettroni che non l'hanno ancora raggiunta, essa ritorna positiva prima che tali elettroni cadano sul catodo; questi giungono perciò sulla placca attraverso una serie di pendolazioni tanto più numerosa quanto più grande è f^2d^2/V_a e quanto più l'elettrone è emesso in prossimità dell'istante corrispondente a 90°.

Tutte le curve di figura 16 si possono considerare come la somma, ordinata su ordinata, di una retta con pendenza proporzionale alla pendenza di v_a nell'istante di emissione, e di una sinusoide. La massima pendenza della retta componente si ha quindi nell'istante zero; la pendenza è nulla a 90° ed è negativa fra 90° e 180°. Ciò significa, come s'è detto, che la placca, indipendentemente dalla sua distanza dal catodo, raccoglierà sempre almeno la metà degli elettroni emessi.

Il calcolo della corrente associata al movimento degli elettroni è piuttosto complesso; tuttavia la forma degli impulsi di corrente anodica si può ottenere facilmente (bibl. 18) ed è illustrata in figura 17. Si può notare che, essendo il diodo supposto saturato, per frequenze molto basse o distanze molto piccole l'impulso dovrebbe essere rettangolare eccettuato un acuto picco frontale di ampiezza doppia, formato da un gran numero di elettroni di elevata velocità raggruppati sul fronte del flusso di elettroni. Quando questo gruppo ha raggiunto la placca la corrente diminuisce molto rapidamente perchè gli elettroni successivi sono molto più lenti e meno raggruppati. Questo raggruppamento degli elettroni frontali risulta evidente anche dall'esame della figura 16 dove si vede che le curve relative agli elettroni liberati a 0° e a 30° sono molto più vicine fra loro delle altre pure intervallate di 30°.

FIG. 17

Deformazione di un impulso anodico rettangolare al crescere della frequenza (o meglio del parametro f^2d^2/V_a) per effetto del diverso ritardo con cui gli elettroni emessi in istanti successivi raggiungono la placca.

Quando il tempo di transito non è più trascurabile rispetto al periodo, il picco iniziale si riduce di ampiezza e si manifesta con ritardo crescente rispetto all'istante in cui la corrente anodica diviene positiva; dopo il picco la corrente diminuisce più gradualmente ed infine il ritorno di una parte degli elettroni verso il catodo induce sulla placca una corrente negativa;

perciò al crescere del tempo di transito l'impulso rettangolare degenera in un impulso quasi triangolare di durata maggiore ed ampiezza minore, con una coda negativa.

Triodi.

Le considerazioni già svolte per il diodo possono essere parzialmente estese al triodo. Per un triodo funzionante in classe B il diagramma spazio percorso dagli elettroni in funzione del tempo e dell'istante di emissione è simile a quello di figura 16 (v. fig. 18). Si può osservare che, nel caso specifico della figura 18, anche gli elettroni emessi con 120° di ritardo attraversano la griglia perchè questa è supposta ad una distanza per la quale l'ordinata del diagramma di figura 16 è dell'ordine di 0,1. Oltre il piano della griglia gli elettroni incontrano un forte gradiente positivo di potenziale, variabile sinusoidalmente.

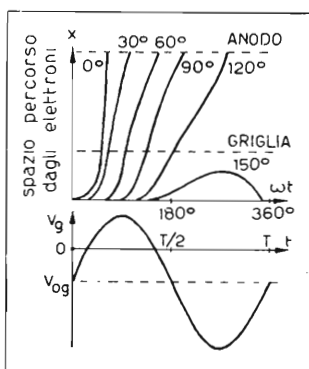



FIG. 18
Diagramma analogo a quello di figura 16 per il triodo. Esso dà lo spazio percorso da un elettrone in funzione del tempo e dell'istante di emissione.

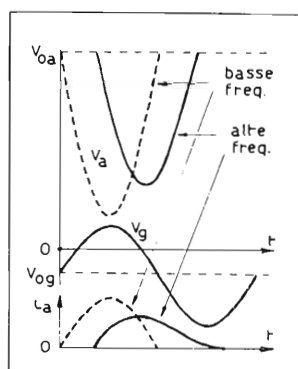



FIG. 19
Andamento della tensione anodica, della tensione di griglia e della corrente anodica in un amplificatore di classe C con carico risonante. Le linee a tratti riguardano gli andamenti a bassa frequenza mentre le linee continue, relative al funzionamento su frequenze elevate, mostrano il ritardo e lo stiramento dell'impulso di corrente anodica e di conseguenza il ritardo della tensione anodica dovuta alla caduta di tensione, determinata dalla componente fondametale di i_a, sul carico risonante.

Nel caso di un amplificatore con carico risonante la tensione anodica risulterà praticamente in opposizione di fase con la componente fondamentale della corrente anodica e quindi in ritardo rispetto al caso relativo alle basse frequenze (v. fig. 19) per le quali i tempi di transito sono trascurabili. Perciò i primi elettroni che superano la griglia trovano la placca

ancora a potenziale molto elevato e subiscono un'accelerazione maggiore dei successivi. Quindi gli elettroni che arrivano raggruppati frontalmente sulla griglia vengono parzialmente ridistribuiti lungo il percorso fra la griglia e la placca; ciò è dimostrato dall'accrescersi della distanza fra le due prime curve di figura 18. In conseguenza l'impulso di corrente anodica, oltre che ritardato, risulterà stirato come è indicato in figura 19. Il ritardo dipende soprattutto dal tempo di transito, lo stiramento dipende invece soprattutto dall'azione distributrice degli elettroni dovuta al campo fra griglia e placca.

Il ritardo della corrente anodica può riuscire piuttosto elevato come è indicato in figura 19. Allora si ha una notevole differenza fra il comportamento del triodo come oscillatore e quello come amplificatore. Come s'è già visto in un amplificatore la tensione anodica si adatta al ritardo di fase della corrente anodica. Invece in un oscillatore la placca è accoppiata alla griglia cosicchè le tensioni v_a e v_g sono in opposizione di fase fra loro. In conseguenza l'uscita dell'oscillatore, al crescere della frequenza, diminuisce più rapidamente di quella ottenuta da un amplificatore. Ciò perchè nell'amplificatore l'uscita è ridotta solamente per la diminuzione della componente fondamentale della corrente anodica mentre nell'oscillatore si ha una ulteriore diminuzione dovuta al ritardo della corrente anodica rispetto alla tensione anodica. Come risultato dell'esperienza si può affermare che un amplificatore può dare un'uscita ancora apprezzabile con angoli di transito maggiori del 50 % rispetto a quelli per i quali le oscillazioni cessano.

Tetrodi a fascio.

I tetrodi, per quanto riguarda il tempo di transito, nonostante l'aumento della distanza dovuta all'interposizione della griglia schermo, possono presentare caratteristiche migliori dei triodi. Ciò perchè lo spazio fra le due griglie è sottoposto continuamente ad un campo fortemente acceleratore che evita la dispersione degli elettroni. L'effetto disperdente è limitato allo spazio fra schermo e placca ove il campo è spesso ritardatore ma l'azione complessiva può essere minore. Il grafico che rappresenta lo spazio percorso dagli elettroni in funzione del tempo e dell'istante di emissione assume l'andamento indicato in figura 20.

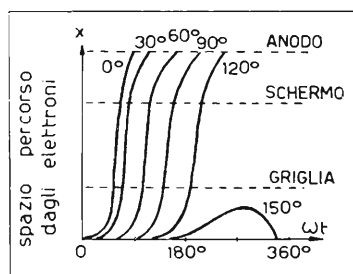



Fig. 20
Diagramma analogo a quelli delle figure 16 (diodo) e 18 (triodo) per il tetrodo.

BIBLIOGRAFIA

1) LLEWELLYN F. B.: *Operation of ultra-high frequency tubes.* « Bell Syst. Tech. Jour. », XIV, ott. 1935, p. 112.
2) FERRIS W. R.: *Imput resistance of vacuum tubes as ultra-high frequency amplifiers.* « Proc. I.R.E. », XXIV, genn. 1936, p. 82.
3) NORTH D. O.: *Analysis of the effects of space charge on grid impedence.* « Proc. I.R.E. », XXIV, genn. 1936, p. 108.
4) BAKKER C. J.: *Quelques propriétés des lampes receptrices dans leur emploi en ondes très courtes.* « Rev. Tech. Philips », I, 1936, p. 168.
5) STRUTT M. J. O.: *Résultats de mesures effectuées sur des lampes réceptrices H. F. utilisées entre* 1,5 *et* 60 *mégacycles.* « Philips Bull. Tech. », n. 28, genn.-febb. 1936.
6) LLEWELLYN F. B.: *Equivalent networks of negative-grid vacuum tubes at ultra-high frequencies.* « Bell Syst. Tech. Jour. », XV, ott. 1936, p. 575.
7) WAGENER W. G.: *The developmental problems and operating characteristics of two new ultra-high frequency triodes.* « Proc. I.R.E. », XXVI, aprile 1938, p. 401.
8) STRUTT M. J. O., van der ZIEL A.: *Le comportement des tubes amplificateurs aux hyper-fréquences.* « Rev. Tech. Philips », III, 1938, p. 103.
9) STRUTT M. J. O., van der ZIEL A.: *The causes for the increase of the admittances of modern high-frequency amplifier tubes on short waves.* « Proc. I.R.E. », XXVI, ag. 1938, p. 1011.
10) BENHAM W. E.: *A contribution to tube and amplifier theory.* « Proc. I.R.E. », XXVI, sett. 1938, p. 1093. (Riassume i lavori inglesi precedenti sull'argomento).
11) LLEWELLYN F. B., BOWEN A.E.: *The production of ultra-high frequency oscillations by means of diodes.* « Bell Syst. Tech. Jour. », XVIII, aprile 1939, p. 280.
12) GAVIN M. R.: *Triode oscillators for ultra-short lenghts.* « Wireless Eng. », XVI, giu. 1939.p. 287.
13) STRUTT M. J. O., van der ZIEL A.: *Un nouveau tube amplificateur push-pull pour ondes décimétriques.* « Rev. Tech. Philips », V, giu. 1940, p. 167.
14) STRUTT M. J. O., van der ZIEL A.: *Tube amplificateur réglable, a double conducteur cathodique, convenant aux ondes métriques.* « Rev. Tech. Philips », V, dic. 1940, p. 361.
15) JEN C. K.: *On the energy equation in electronics at ultra-high frequencies.* « Proc. I.R.E. », XXIX, ag. 1941, p. 464.
16) LLEWELLYN F. B.: *Electron inertia effects.* « Cambridge », London 1941. (In questo libro sono riassunti i lavori dell'autore).
17) KOMPFNER R.: *Transit-time phenomena in electronic tubes.* « Wireless Eng. », XIX, gennaio 1942, p. 2.
18) KOMPFNER R.: *Current induced in an external circuit by electrons moving between two plane electrodes.* « Wireless Eng. », XIX, febb. 1942, p. 52.
19) LLEWELLYN F. B., PETERSON L. C.: *Vacuum tube networks.* « Proc. I.R.E. », XXXII, marzo 1944, p. 144.
20) DEKETH J.: *Bases de la technique des tubes de T.S.F.* « Philips », Eindhoven, 1947, pp. 368-382.
21) SPANGENBERG K. R.: *Vacuum tubes.* « McGraw Hill », New York, 1948, pp. 475-526.
22) KAUZMANN A. P.: *Electron tubes.* Da: *Electrical Engineers' Hand book* di Pender H. - McIlwain K. « J. Wiley », New York, 1950, p. 4/15-20.
23) WARNECKE R.: *L'évolution des principes des tubes électroniques modernes pour micro-ondes.* Dagli atti del Convegno di elettronica e televisione di Milano - Aprile 1954 « Cons. Naz. Ricerche », Roma 1955, p. 706 (contiene una ricca bibliografia di 169 libri ed articoli).

CAPITOLO II.

TUBI PER ONDE ULTRACORTE DI TIPO CLASSICO

1 - Riduzione delle dimensioni.

Si è già visto che per estendere l'uso dei tubi di tipo nomale a frequenze sempre più elevate è necessario, in primo luogo, ridurne tutte le dimensioni. In particolare è necessario ridurre al minimo la lunghezza dei conduttori di connessione fra elettrodi e reofori, e la lunghezza dei reofori stessi per diminuirne l'induttanza, aumentandone inoltre al massimo la spaziatura per ridurre le capacità interelettrodiche. In secondo luogo, specialmente per le frequenze più elevate, occorre che la forma degli elettrodi si accoppi intimamente, così da formare una struttura unica, con i sistemi risonanti esterni al tubo, che potranno essere del tipo a linea o del tipo a cavità.

Per evitare che la riduzione delle dimensioni degli elettrodi e del bulbo costringa alla contemporanea riduzione della potenza dissipabile nel tubo e quindi di quella utile, si accettano per le temperature massime del vetro e degli elettrodi, valori di gran lunga superiori a quelli ammessi nei tubi di vecchio modello. Ciò naturalmente ha richiesto lo sviluppo di vetri speciali, uno studio accurato della distribuzione delle temperature e dei mezzi per irradiare il calore, un perfezionamento nella tecnica del vuoto, ecc.

In sostanza si può affermare che sussiste una relazione inversa fra potenza d'uscita e dimensioni di un tubo di una data serie, da un lato e frequenza di lavoro, dall'altro. Ogni aumento di frequenza senza diminuzione della potenza di uscita è frutto di una sostanziale innovazione nel progetto e nella realizzazione del tubo. Di particolare importanza è, a questo proposito, il progetto della placca che deve consentire una elevata dissipazione di potenza con ridotte dimensioni e la struttura del catodo che deve permettere una elevata densità di corrente così da rendere possibili forti correnti in tubi di limitate dimensioni.

2. - Vari tipi di strutture.

La figura 1 mette a confronto le dimensioni e la struttura di due valvole normali, una di tipo americano a) ed una di tipo europeo b) con quelle di

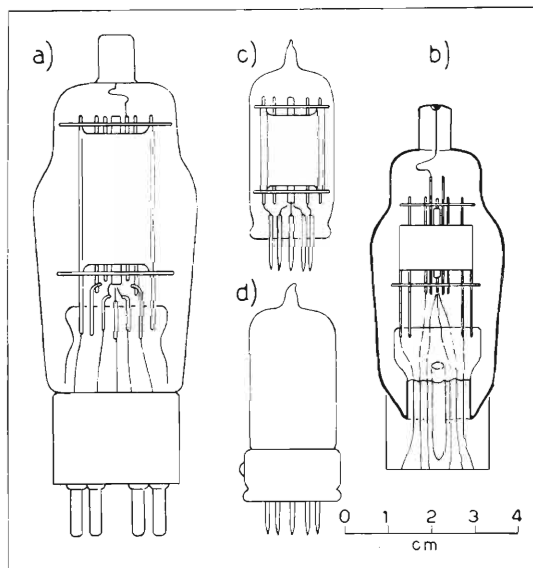



FIG. 1
Struttura e dimensioni di tubi riceventi. Col progredire della tecnica sono state gradualmente ridotte le dimensioni e molto diminuite le lunghezze delle connessioni e dei reofori.

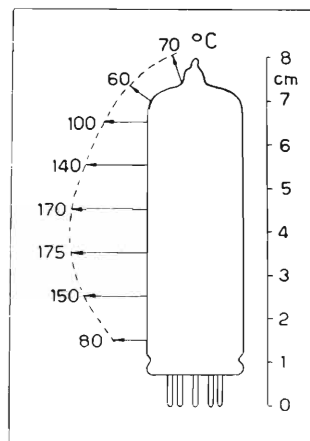



FIG. 2
Distribuzione della temperatura sul bulbo del pentodo di potenza Philips EL 84 del tipo «rimlock» con dissipazione anodica di 12 W e totale (schermo e filamento riscaldatore compresi) di circa 18 W.

un tubo pure americano tipo «miniatura» c) e di un tubo «rimlock» della Philips d). In questi due ultimi tipi i reofori sono passanti nel fondo piatto di vetro facente parte del bulbo e servono anche da supporto agli elettrodi che occupano una parte notevole del bulbo stesso. La costruzione richiede una tecnica speciale (bibl. 2, 4, 7), ma i vantaggi che si ottengono, sia per quanto riguarda l'ingombro, sia per quanto riguarda la riduzione delle induttanze dei reofori e delle capacità parassite fra essi, sono ovviamente molto notevoli.

La figura 2 ([1]) mostra la distribuzione delle temperature sul bulbo di un tubo di tipo «rimlock» (diametro max. 22 mm altezza max, esclusi reofori, 72 mm) con una dissipazione anodica massima di 12 watt.

([1]) TIJSSEN P. L.: *The EL 84 power pentode.* «Electronic App. Bull.», XIV, marzo 1953, p. 40.

Per ridurre ulteriormente l'effetto dannoso dell'induttanza del conduttore catodico si sono attuati tubi con doppio conduttore catodico uno dei quali serve per il ritorno del circuito di griglia e l'altro per quello del circuito anodico come è indicato in figura 3 che rappresenta anche il circuito di inserzione. Si ottiene così che la caduta provocata dalla corrente catodica lungo la induttanza L_k non è più inclusa nel circuito di griglia e non determina quella riduzione della ammettenza di entrata caratterizzata dalla presenza della resistenza in derivazione R_{PL} data dalla [2'] del capitolo precedente. Il condensatore C, dell'ordine di $1 \div 2$ pF, consente di compensare l'effetto residuo (bibl. 14 del Cap. prec.).

FIG. 3
Tubo Philips EF 51 a doppio conduttore catodico inserito in un circuito amplificatore a R. F.

Un mezzo per ottenere lo stesso risultato con un solo conduttore catodico è quello di conglobare nello stesso bulbo gli elettrodi di due tubi funzionanti in circuiti controfase ed aventi i due catodi connessi con un brevissimo tratto di conduttore (fig. 4a) al centro del quale è collegata la connes-

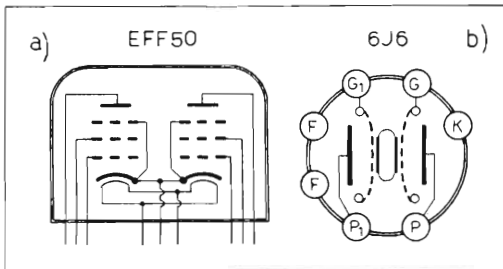



FIG. 4
Struttura schematica di un doppio pentodo e di un doppio triodo con conduttore catodico unico.

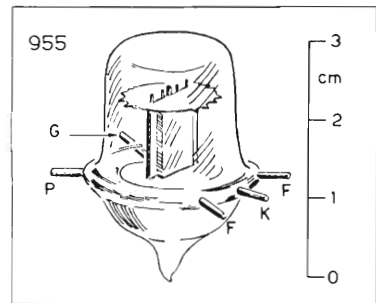



FIG. 5
Struttura di un triodo a ghianda.

sione col reoforo catodico (bibl. 13 del Cap. prec.) in tal modo le componenti utili della corrente alternativa lungo tale reoforo si elidono evitando così la caduta di tensione dannosa. Una soluzione ancora più radicale è quella di usare un solo catodo piatto le cui faccie opposte alimentano due distinti sistemi di elettrodi (p. es. tubo 6J6 - v. fig. 4b).

Numerosi altri espedienti, intesi a ridurre le dimensioni degli elettrodi e dei reofori sono stati ideati dalle varie case costruttrici ed hanno avuto più o meno successo. Ricordiamo qui le valvole a corna in cui le uscite di griglia e di placca sono connesse a due cappucci collocati in testa al bulbo, le valvole a chiave, e quelle a ghianda (fig. 5) di piccolissime dimensioni e in cui i reofori, passanti nel vetro, escono radialmente in modo da ridurre ancora le capacità parassite fra essi.

Accorgimenti analoghi si adottano anche nelle valvole per trasmissione di media potenza (bibl. 9).

Una prestazione più elevata si è successivamente ottenuta superando maggiori difficoltà di fabbricazione dovute soprattutto alle saldature anulari di notevole sviluppo fra metallo e vetro richieste per attuare i nuovi tubi. Uno di questi è, per esempio, il triodo 8011, rappresentato in figura 6; esso ha l'anodo esterno, provvisto di alette per il raffreddamento ad aria soffiata e può funzionare a 600 M Hz (50 cm) con potenza di picco in regime di funzionamento impulsivo fino a 200 kW. È particolarmente adatto per circuiti con anodo a massa facente parte della schermatura che separa il circuito di ingresso connesso fra griglia e massa (anodo) e quello di uscita connesso fra catodo e massa.

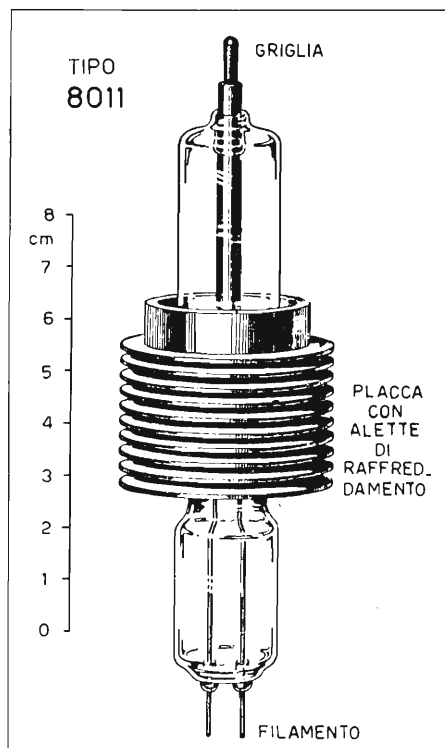



FIG. 6
Triodo tipo 8011 ad anodo esterno provvisto di alette di raffreddamento.

Una innovazione di struttura molto interessante è stata introdotta con la produzione dei tubi a « dischi saldati » (disk-seal tubes bibl. 3) rappresentati in figura 7. Si può pensare che ogni elettrodo di tali tubi abbia un numero elevatissimo di reofori radiali così da formare un intero disco. Ciò riduce grandemente la reattanza di ogni reoforo. Gli elettrodi sono poi generalmente piani e la griglia è in continuazione del disco che costituisce il suo reoforo. Questi tubi vengono spesso chiamati a « faro » (*lighthouse*) per la loro forma.

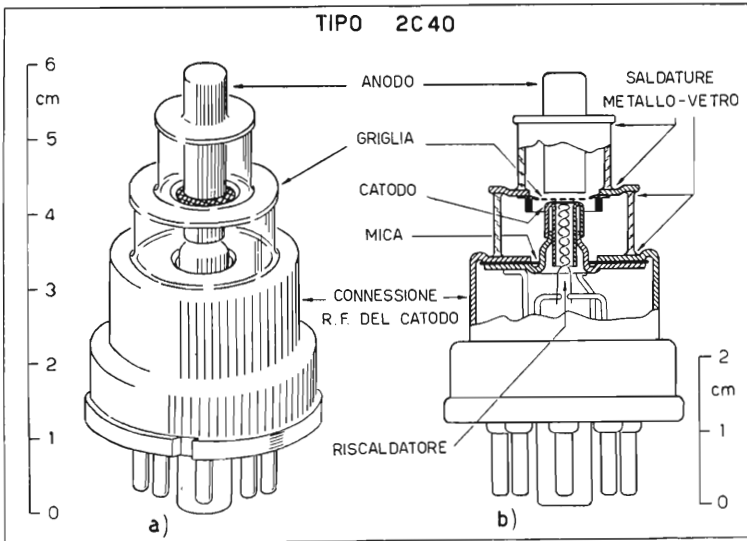



FIG. 7
Triodo a «faro» (lighthouse) tipo 2 C 40 per microonde fino a 3000 MHz (10 cm): a) vista esterna, b) sezione schematica.

Il tubo illustrato dalla figura 7 è il triodo a «faro» 2 C 40: in esso la spaziatura degli elettrodi è già notevolmente ridotta (distanza fra catodo e griglia circa 0,1 mm) e richiede una lavorazione molto delicata. Questo tubo è usato come oscillatore di conversione fino a frequenze di 3000 M Hz (10 cm) e come amplificatore fino a frequenze poco inferiori. Un altro tubo a «faro», il tipo 2 C 43, è adatto per funzionare in regime impulsivo con potenza di picco fino a circa 1 kW per frequenze fino a 3000 M Hz.

La figura 8 (bibl. 14) illustra fino a quale punto di delicatezza e di perfezione meccanica sia giunta la costruzione dei tubi elettronici; essa mostra lo spessore dello strato di ossidi, la di-

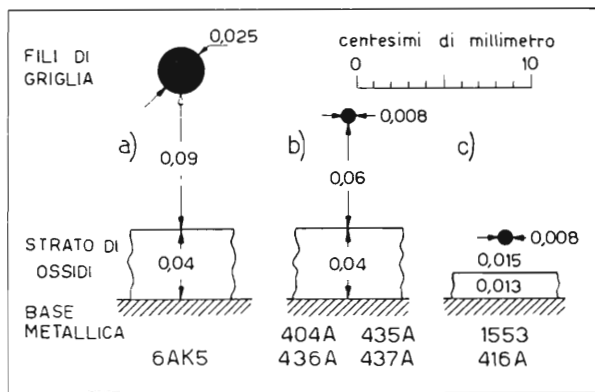



FIG. 8
Distanza fra catodo e griglia, diametro dei fili di griglia e spessore dello strato di ossidi nei tubi tecnologicamente più spinti.

stanza fra questi e la griglia e il diametro dei fili di griglia di vari tubi. I primi due disegni corrispondono a tubi di struttura normale il terzo ad un tubo del tipo a «faro» (bibl. 11) denominato in un primo tempo 1553 ed ora 416A. Nella tabella che segue sono messi a confronto alcuni dati di tali tubi.

TABELLA 1 - CARATTERISTICHE DEI TUBI DI FIGURA 8.

	6AK5 Pentodo	404A Pentodo	435 A Tetrodo	436 A Tetrodo	437 A Triodo	416 A Triodo « a faro »
V_f (V)	6,3	6,3	6,3	6,3	6,3	
I_f (mA)	175	300	300	450	450	
I_{oa} (mA)	7,5	13	13	25	40	25
I_{og2} (mA)	2,5	4,5	3,5	8	—	—
S (mA/V)	5	12,5	15	28	45	50
μ						350
C_e (pF)	3,9	7	7,8	15,2	11,5	10
C_u (pF)	2,85	2,5	2,5	3,3	0,9	0,005
C_{ga} (pF)	0,01	0,03	0,025	0,05	3,5	1,05

Il tubo 416A dell'ultima colonna è stato attuato come triodo amplificatore e come oscillatore fino a oltre 4000 MHz ed è usato negli S.U.A. in vari ponti radio a microonde.

Un altro tipo di triodo a dischi saldati è quello della R.C.A. chiamato, per la sua forma lunga e sottile, tubo a «matita» (pencil tube). È analogo al tubo a faro, con il disco per la connessione di griglia al centro, la connessione del catodo da una estremità, quella della placca dall'altra; la struttura degli elettrodi è peraltro cilindrica invece che piana (bibl. 10).

Tutti questi tubi (figg. 6, 7, 8c, 9, tubo matita) sono adatti ad essere direttamente innestati su linee coassiali o su guide d'onda usate come sistemi di accordo o di trasferimento dell'energia.

I tubi a «dischi saldati» possono essere realizzati in altri modi oltre a quello già considerato. Le due varianti più importanti sono illustrate in figura 9a e 9b. In figura 9a, a differenza di quanto succede per il tubo a

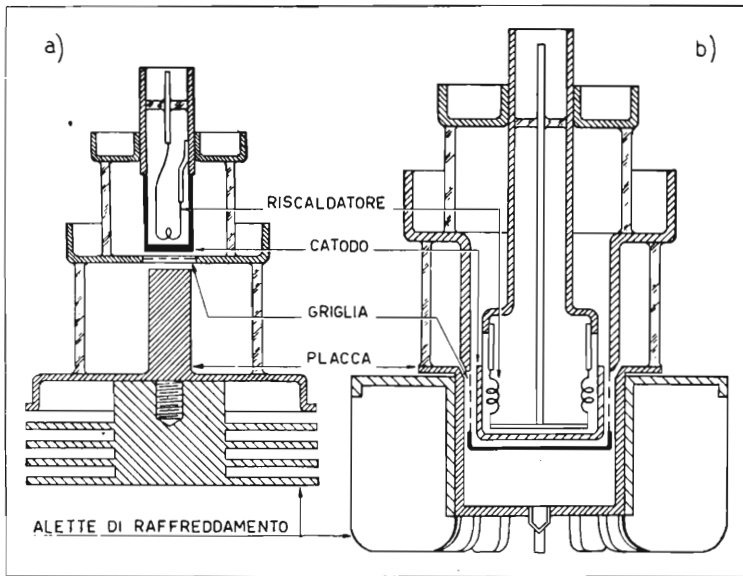



Fig. 9
Altri tipi di struttura di tubi a « dischi saldati » che consentono una maggiore dissipazione anodica.

« faro » di figura 7, la parte più larga del tubo è occupata dall'anodo invece che dal catodo. È così possibile ottenere una refrigerazione più efficace, mediante opportune alette investite da una corrente d'aria. Ciò non è invece possibile nel caso di figura 7 anche perchè l'anodo è collocato nell'interno del sistema a linea coassiale di accordo. In figura 9b per ottenere una maggiore dissipazione di potenza si usa una disposizione del tutto simile a quella di figura 9a ma con una struttura degli elettrodi di tipo cilindrico invece che di tipo piano. Con tali tubi in regime di funzionamento impulsivo si possono ottenere potenze di picco di 500 kW fino a 600 M Hz.

Un tipo di tubo analogo (bibl. 5) chiamato « *resnatron* » e realizzato sotto forma di tetrodo, ha consentito di ottenere una potenza massima in regime continuo di 50 kW a 650 M Hz. Tubi simili, per potenze in regime continuo fino a 5 ÷ 10 kW e frequenze fino a 900 M Hz sono descritti nella bibliografia 15.

BIBLIOGRAFIA

(Vedi anche numeri 7, 13, 14, 20, 21, 23 della Bibliografia del capitolo precedente)

1) *Nouveau mode de construction des tubes radio.* « Rev. Tech. Philips », IV, giugno 1939, p. 170.

2) TROMP TH. P.: *Problèmes technologiques poses par la construction des tubes de T.S.F.* « Rev. Tech. Philips », VI, novem. 1941, p. 317.

3) MCARTHUR E. D.: *Disc-seal tubes.* « Electronics », XVIII, n. 2, febb. 1945, p. 98.

4) DORGELO E. G.: *Verre poudré.* « Rev. Tech. Philips », VIII, genn. 1946, p. 2.

5) SALISBURY W. W.: *The resnatron.* « Electronics », XIX, n. 2, febb. 1946, p. 92.

6) FORD G. T.: *Characteristics of vacuum tubes for radar amplifiers.* « Bell Syst. Tech Jour. », XXV, luglio 1946, p. 385.

7) ALMA G., PRAKKE F.: *Une nouvelle série de petits tubes de T.S.F.* « Rev. Tech. Philips », VIII, ott. 1946, p. 293.

8) RODENHUIS K.: *Deux triodes pour la réception d'ondes décimétriques.* « Rev. Tech. Philips », XI, sett. 1949, p. 82.

9) ZAAYER D.: *A tetrode power amplifier for metric waves.* « Electronic Appl. Bull. », XI, ag. 1950, p. 149.

10) ROSE G. M., POWER D. W., HARRIS W. A.: *Pencil-type U.H.F. triodes.* « R.C.A. Review », X, 1949, p. 321.

11) MORTON J. A., RYDER R. M.: *Design factors of the Bell Telephone Laboratories* 1553 *triode.* « Bell Syst. Tech. Jour. », XXIX, ott. 1950, p. 496.

12) BOWEN A. E., MUMFORD W. W.: *A new microwave triode: its performance as a modulator and as an amplifier.* « Bell Sist. Tech. Jour. », XXIX, ott. 1950, p. 531.

13) DORGELO E. G.: *Modern transmitting tubes.* « Electronic Appl. Bull. », XII, febb. 1951, p. 25.

14) FORD G. T., WALSH E. J.: *Tubes for a new coaxial transmission system.* « Bell Syst. Tech. Jour. », XXX, ott. 1951, parte II, p. 1103.

15) SMITH P. T.: *Some new ultra-high frequency power tubes.* « R.C.A. Rev. », XIII, giugno 1952, p. 224.

16) MOL G.: 220 *Mc/s oscillator with a* TBW 6/6000 *or* TBL 6/6000 *transmitting valve.* « Electronic Appl. Bull. », XIII, ag. 1952, p. 138.

Mentre il presente volume è in corso di stampa, nel numero di dicembre 1955 di alcune riviste appare la descrizione del nuovo triodo americano 6BY4, costruito dalla General Electric, la cui struttura è simile a quella dei tubi a dischi saldati; esso presenta peraltro dimensioni straordinariamente piccole: diametro 8,2 mm, altezza complessiva 10,7 mm! La fotografia di figura 10 mostra, a destra, il nuovo triodo a confronto con un tubo miniatura e con un tubo octal G.T.

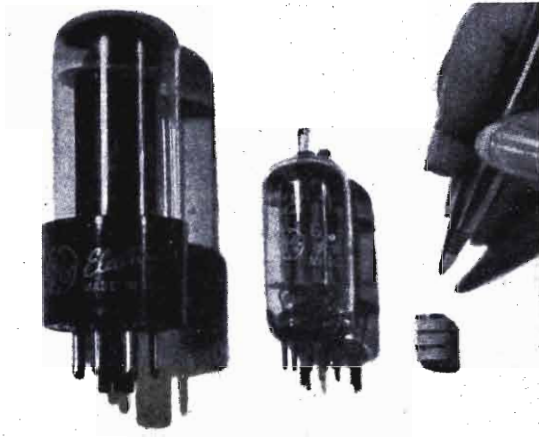



FIG. 10
Confronto fra le dimensioni di tre tubi; da sinistra a destra: un tubo octal G.T., un tubo miniatura e il nuovo triodo microminiatura metallico-ceramico 6BY4 della General Electric.

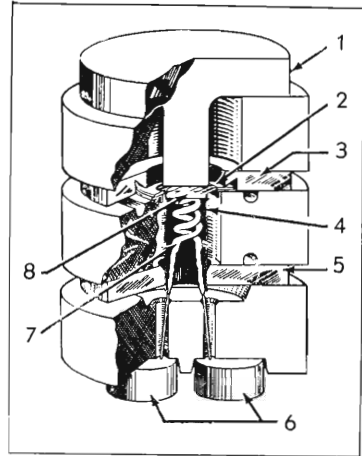



FIG. 11
Struttura del nuovo triodo: separati da tre rondelle in ceramica troviamo: 1 anodo; 2 griglia; 3 rondella di griglia; 4 cilindro che supporta il catodo piano: 5 rondella del catodo: 6 contatti del filamento; 7 filamento riscaldatore; 8 catodo ad ossidi

Altre straordinarie caratteristiche del nuovo triodo sono quelle di poter funzionare fino a temperature ambiente di 500 C° e di sopportare urti e vibrazioni molto violenti così da poter essere montato su missili o in ambienti molto caldi.

La struttura è illustrata dalla figura 11 che rappresenta il tubo parzialmente sezionato. Esso è costituito da tre rondelle di ceramica fra le quali sono intercalate tre rondelle di titanio (metallo leggero, molto duro, inossidabile, fortemente assorbente dei gas) che costituiscono, dall'alto in basso secondo la numerazione di figura 11: 1) la rondella di chiusura, essa porta internamente una propaggine assiale che fa da placca; 3) la rondella a cui è connessa la griglia 2; questa è costituita da una rete comprendente 20 fili di tungsteno per ogni millimetro aventi dimensioni e distanze come in figura 8c, mentre la distanza fra placca e griglia è di 0,17 mm; 5) la rondella a cui è connesso il catodo 4. L'ultima rondella di ceramica chiude la struttura e porta due pastiglie per i contatti del filamento riscaldatore.

Le caratteristiche del tubo sono le seguenti:

tensione di accensione c.c. o c.a. 6,3 V; corrente di accensione 0,25 A;
capacità: $C_{kg} = 2$ pF; $C_{ga} = 0{,}7$ pF; $C_{ka} = 0{,}007$ pF; $C_{kf} = 0{,}8$ pF; $V_{oa} = 200$ V; $V_{og} = -1$ V; $I_{oa} = 5$ mA; $\mu = 100$; $R_a = 16{,}7$ kΩ; $S = 6$ mA/V.

Il tubo, come amplificatore con griglia a massa, consente di ottenere a 900 MHz un'amplificazione di potenza di 15 dB con una larghezza di banda di 10 MHz e un fattore di rumore di soli 8,5 dB.

Principali grandezze e simboli usati nel capitolo III (parte II).

u = velocità degli elettroni (u istantanea, u_0 media, u_{max} massima. u_{min} minima, u_{t0} di attraversamento delle griglie).
e = carica dell'elettrone;
m_0 = massa dell'elettrone.
ω = $2\pi f = 2\pi/T$ = pulsazione (f=frequenza, T=periodo);
c = $3 \cdot 10^8$ m/s = velocità delle onde e. m.
λ = cT = lungh. delle onde e. m.;
λ_0 = $u_0 T$ = lungh. d'onda del raggruppamento degli elettroni.
d = distanza fra le griglie di una coppia;
Δ = d/λ_0 = distanza relativa fra le griglie di una coppia;
D = distanza fra le due coppie di griglie oppure, nel clistron reflex, fra G_2 e P.
x = distanza lungo l'asse del tubo;
x_f = distanza focale;
x_M = distanza per cui è massima I_1;
$\varkappa$ = x/λ_0 = distanza relativa ($\varkappa_f = x_f/\lambda_0$; $\varkappa_M = x_M/\lambda_0$).
t = tempo (t_0 l'elettrone passa fra le griglie; t_x l'elettrone passa alla distanza x);
t_{x0} = x/u_0 = tempo impiegato dall'elettrone per percorrere la distanza x con la velocità u_0; oppure = tempo di raggruppamento (clistron reflex);
t_g = tempo di transito medio fra le due griglie;
t_n = durata delle traiettorie (clistron reflex);
τ = t/T= tempo relativo ($\tau_0 = t_0/T$; $\tau_x = t_x/T$; ecc.).
θ = $\omega t = 2\pi\tau$ angolo corrispondente a t (θ_0, θ_x, θ_{x0} ...).
n = numero intero.
V_0 = tensione continua acceleratrice degli elettroni;
V_P = tensione continua negativa del repulsore (clistron reflex).
V = ampiezza della tensione alternativa applicata fra le griglie modulatrici;
V_u = ampiezza della tensione alternativa che si localizza fra le griglie di uscita;
α = V/V_0 = profondità della modulazione di velocità (in volt);
α_f = profondità di modulazione corrispondente alla focalizzazione.
k = $\pi\alpha\varkappa$ = parametro di raggruppamento.
I_0 = corrente media del fascio elettronico;
I_k = corrente emessa da catodo ($I_k > I_0$);
i = corrente istantanea del fascio elettronico (i_x nel punto x);
I_1 = ampiezza della componente di 1ª armonica;
I_n = ampiezza della componente di n^ma^ armonica.
i_q = corrente indotta sulle griglie da un elettrone;
i_{1q} = componente di 1ª armonica della i_q.
A = coefficiente di riduzione della corrente indotta.
$J_1(k)$, $J_n(nk)$ funzioni di Bessel di 1ª specie.
R_0 = V_0/I_0 = resistenza interna statica del tubo;
G_0 = $I_0/V_0 = 1/R_0$ = conduttanza interna statica del tubo;
Z_1 = $1/Y_1$ = impedenza e ammettenza interna del tubo;
G_1 = conduttanza dinamica interna del tubo;
B_1 = suscettanza dinamica interna del tubo;
Z (o Z_u), Y, G, B, grandezze corrispondenti del circuito esterno;
Q = fattore di qualità del circuito esterno (Q_M valore che rende max P_u);
K = coefficiente di accoppiamento fra il carico e la cavità di uscita.
P_0 = $V_0 I_0$; $P_k = V_0 I_k$ = potenza erogata dalla batteria V_0;
P_u = potenza utile.
η = P_u/P_0 rendimento (ideale).
b = fattore di reazione.
a = accelerazione.

CAPITOLO III.

TUBI A MODULAZIONE DI VELOCITÀ

1. - Premesse.

Lo studio dei tubi di tipo classico ci ha condotto a considerare le cause che, prima ostacolano, poi impediscono, il loro funzionamento al crescere della frequenza. Fra queste, come si è visto, assume importanza fondamentale il tempo, necessariamente finito, che gli elettroni impiegano per attraversare la distanza fra gli elettrodi. Si è anche visto che, per superare tale difficoltà, si deve ridurre al minimo le distanze interelettrodiche pur usando tensioni di lavoro relativamente elevate e che, su questa strada, si è arrivati a limiti che sembrano praticamente insuperabili.

Allo scopo di utilizzare frequenze sempre più elevate sono stati ideati tubi elettronici funzionanti su principi diversi.

Si può osservare che i tubi elettronici di tipo classico si basano sull'azione di comando esercitata da una o più griglie su un flusso di elettroni. Variando il potenziale di tali griglie si regola il « numero » di elettroni che pervengono all'anodo nell'unità di tempo. Nel circuito anodico vengono pertanto utilizzate le variazioni dell'intensità di corrente così ottenute. Si può quindi parlare in tal caso di una « *modulazione di intensità* » del flusso di elettroni. Il tempo di transito degli elettroni determina un ritardo della corrente anodica rispetto alla tensione di comando che assume importanza allorchè, col crescere della frequenza, tale ritardo diviene confrontabile col periodo delle grandezze in gioco.

Nei tubi a « *modulazione di velocità* » il fascio di elettroni, in questo caso opportunamente focalizzato, viene alternativamente accelerato e ritardato da una *coppia di griglie di comando* senza modificarne sostanzialmente la intensità; gli elettroni, superata la coppia di griglie, assumono quindi una velocità variabile, alternativamente maggiore o minore del valore medio u_0. Gli aumenti e le diminuzioni di u rispetto ad u_0 sono percentualmente piccoli.

Il *tempo di transito*, lungo un opportuno spazio di «raggruppamento», tempo che risulterà ovviamente più lungo per gli elettroni più lenti e viceversa, *viene qui messo a profitto* per ottenere un *raggruppamento* degli elettroni; questi, ad opportuna distanza dalla prima coppia di griglie di comando, risultano distribuiti con densità fortemente variabile col ritmo della modulazione di velocità impresso dalla suddetta coppia di griglie. In altre parole, per effetto della diversità del tempo richiesto dagli elettroni aventi diversa velocità per percorrere lo spazio di raggruppamento, la *modulazione di velocità* viene trasformata in una *modulazione di densità* equivalente ad una *modulazione di intensità* del flusso di elettroni.

Le suddette variazioni di densità possono essere utilizzate, invece che nel circuito anodico, da una seconda coppia di griglie che può ricevere energia, alla frequenza di modulazione, dal flusso elettronico che le attraversa.

La frequenza delle tensioni in gioco fra ciascuna coppia di griglie è ovviamente molto elevata (migliaia di MHz) perciò i sistemi risonanti più adatti sono quelli a cavità. Generalmente infatti ciascuna coppia di griglie fa parte di una cavità del tipo rientrante (I, V, fig. 22).

2. - Struttura dei clistron.

La struttura di un tubo a «modulazione di velocità» chiamato anche «*clistron*» (o clystron) [1] è illustrata schematicamente in figura 1. Gli elettroni emessi dal catodo K, focalizzati dal cilindro W ed eventualmente dalla lente elettrostatica L, formano un fascio che percorre il tubo lungo l'asse x, attraversando la coppia di griglie modulatrice G_1, G_2 (buncher), il cilindro di raggruppamento compreso fra G_2 G_3 (drift), la coppia di griglie captatrice G_3, G_4 (catcher) fino a raggiungere in parte [2] l'anodo A. La coppia di griglie G_1, G_2 fa parte della cavità 1; la coppia di griglie G_3, G_4 fa parte della cavità 2.

(1) Dal greco klyzein = infrangersi delle onde sulla spiaggia.

(2) Le griglie G_1, G_2 e G_3, G_4 devono captare direttamente il minor numero possibile di elettroni. Infatti gli elettroni che colpiscono le griglie non partecipano più attivamente al funzionamento del tubo e cedono la loro energia cinetica all'elettrodo colpito sotto forma di calore. Sia per migliorare la dissipazione del calore sia per intercettare un minor numero di elettroni, specialmente nei tubi di maggiore potenza, tali griglie, in luogo di essere costituite da una rete di fili molto sottili di nichel, sono formate da sottilissime sbarrette di rame a sezione lenticolare (così da presentare il minimo ostacolo al passaggio degli elettroni) disposte come i raggi di una ruota senza il mozzo e quindi fissate a sbalzo sulla periferia dell'orificio della griglia come è stato illustrato anche nel Cap. V, parte I, figura 25.

Le cavità con le relative griglie, il cilindro di raggruppamento e l'anodo costituiscono una sola struttura metallica, generalmente connessa a terra, mentre gli elettrodi del cannone elettronico sono isolati e connessi a convenienti potenziali negativi.

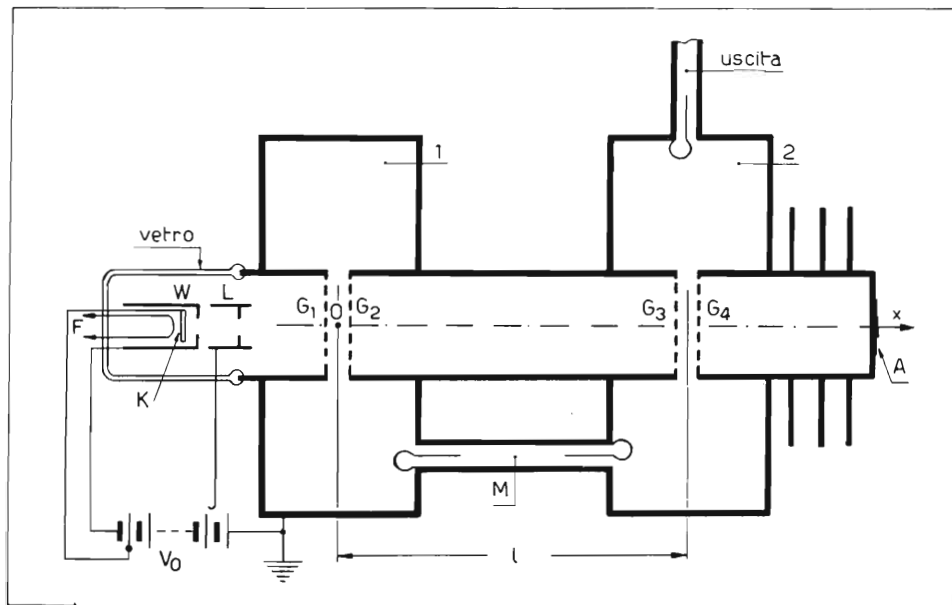



FIG. 1.
Sezione schematica di un clistron a due cavità, usato come oscillatore (le due cavità sono accoppiate attraverso la guida d'onda M).

Nel caso della figura 1 si suppone che l'eccitazione della prima cavità sia ottenuta trasferendovi, lungo una guida d'onda M, parte dell'energia della seconda cavità. Si ottiene così un accoppiamento reattivo che, in determinate condizioni (accordo delle due cavità, fase ed ampiezza adatte dell'accoppiamento reattivo, velocità media del fascio elettronico conveniente), provoca l'autoeccitazione del tubo che funziona quindi da *oscillatore*. L'energia a R.F. verrà raccolta dalla seconda cavità mediante un cavo coassiale o una guida d'onda.

Se invece il tubo è eccitato da una sorgente indipendente, che, mediante un cavo coassiale o una guida d'onda, trasferisca energia nella prima cavità, esso funziona da *amplificatore* (vedi oltre fig. 11). Naturalmente occorre che la frequenza di eccitazione coincida con quella di accordo delle due cavità e debbono essere verificate, per un corretto funzionamento, altre

condizioni riguardanti la velocità media del fascio elettronico che dipende dalle tensioni applicate agli elettrodi del cannone elettronico.

Il funzionamento di tale tubo come amplificatore non è molto soddisfacente a causa del forte rumore di fondo che esso produce, per cui, in pratica, tubi basati sul principio sopra accennato della modulazione di velocità degli elettroni sono usati soprattutto come oscillatori.

Per tale scopo però, nell'intento di ridurre le difficoltà di regolazione, dovute al delicato accordo delle due cavità risonanti, si è dimostrato più conveniente il tipo di tubo chiamato «*clistron reflex*» illustrato schematicamente in figura 2. Esso fa uso di una sola cavità risonante, 1, connessa ad una sola coppia di griglie, G_1, G_2, che agisce, sia da modulatrice (durante il viaggio di andata degli elettroni) sia da captatrice (durante il viaggio di ritorno). Infatti gli elettroni, emessi dal catodo K, grossolanamente focalizzati dall'elettrodo L, ed accelerati dalla tensione V_0, attraversano (se non vengono da queste catturati) le griglie G_1, G_2 le quali, sottoposte alla tensione oscillatoria della cavità, imprimono agli elettroni una modulazione di velocità. Superata G_2 gli elettroni si trovano in un campo ritardatore dovuto alla presenza dell'elettrodo *repulsore* P negativo (anche rispetto al catodo) della tensione continua V_P. Gli elettroni dopo essere penetrati (più o meno profondamente a seconda della loro velocità) nello spazio compreso fra G_2 e P ritornano indietro ed attraversano nuovamente le griglie in senso contrario (se non sono da queste catturati). Il viaggio di andata e ritorno può anche ripetersi più volte (ma come si vedrà ciò non è conveniente).

FIG. 2.
Struttura schematica del clistron reflex che funziona da oscillatore facendo uso della sola cavità 1.

Nel cammino di andata e ritorno entro lo spazio compreso fra G_2 e P si ha il fenomeno di raggruppamento degli elettroni che si ha invece nello spazio compreso fra le griglie G_2 G_3 nel tubo a due cavità di figura 1.

A) Clistron a due cavità.

3. - Raggruppamento degli elettroni modulati di velocità.

Esaminiamo ora il fenomeno di raggruppamento degli elettroni che si manifesta allorchè essi proseguono il viaggio dopo aver attraversato la coppia di griglie G_1, G_2 che imprime loro la modulazione di velocità.

Com'è noto gli elettroni giungono alla coppia di griglie con una velocità u_0 data da:

[1] $$u_0 = \sqrt{\frac{2e}{m_0}\, V_0} = 5{,}95 \cdot 10^5 \sqrt{V_0} \qquad (\mathrm{m/s},\ V)$$

in cui e = carica dell'elettrone, m_0 = massa dell'elettrone, V_0 = tensione acceleratrice degli elettroni esistente fra il catodo K e la coppia di griglie (v. fig. 1).

Se fra la coppia di griglie modulatrice $G_1\, G_2$ è applicata una tensione sinusoidale di pulsazione ω e di ampiezza V, la velocità u con cui gli elettroni escono da G_2 soddisfa alla relazione:

$$\frac{1}{2}\, m_0 u^2 = e\,(V_0 + V \operatorname{sen} \omega t) = e V_0\,(1 + \alpha \operatorname{sen} \omega t)$$

per cui risulta:

[2] $$u = u_0 \sqrt{1 + \alpha \operatorname{sen} \omega t}$$

dove si è posto:

$\alpha = V/V_0$ = *profondità di modulazione della velocità* (espressa in volt) (3).

Se α è piccolo, la radice della [2] si può ritenere uguale (4) ai primi

---

(3) Spesso, impropriamente, la velocità degli elettroni si esprime in volt. Vedi anche DILDA G.: *Fenomeni elettronici...* « Levrotto & Bella » Torino 1950, p. 63.

(4) L'errore è minore di $\alpha^2/8$ cioè se per es. $\alpha = 0{,}2$ l'errore risulta minore del 0,5 %.

due termini del suo sviluppo in serie binomiale cioè:

[2′] $$u = \sim u_0 \left(1 + \frac{a}{2} \operatorname{sen} \omega t\right) .$$

La velocità varia quindi fra i limiti:

$$u_{\max} = u_0 \sqrt{1 + a} = \sim u_0 (1 + a/2) \ ,$$
$$u_{\min} = u_0 \sqrt{1 - a} = \sim u_0 (1 - a/2) \ ;$$

per cui, se per esempio $a = 0{,}2$ ($V = 0{,}2V_0$), si ottiene:

$$u_{\max} = \sim 1{,}1 \ u_0 \ ; \qquad u_{\min} = \sim 0{,}9 \ u_0 \ .$$

Un elettrone che attraversi la coppia di griglie modulatrice nell'istante in cui la tensione fra queste è nulla prosegue il suo cammino con la velocità costante u_0 impressa dalla tensione V_0 e, in un periodo T, della tensione modulatrice, percorrerà lungo l'asse x del tubo (fig. 1), uno spazio λ_0 dato da:

[3] $$\lambda_0 = u_0 T \ ,$$

che chiameremo convenzionalmente *lunghezza d'onda* degli elettroni.

Conviene utilizzare, invece di x e t i *parametri relativi* (numerici) che si ottengono riferendo x a λ_0 e t a T; possiamo porre cioè:

$$\varkappa = x/\lambda_0 \ ; \qquad \tau = t/T \ ;$$

si possono inoltre indicare con θ gli angoli:

$$\theta = \omega t = 2\pi\tau \ .$$

Come s'è già detto, gli elettroni più veloci hanno tendenza a raggiungere quelli partiti prima, mentre quelli più lenti saranno raggiunti da quelli più veloci che partiranno dopo; in tal modo, dopo un certo percorso, gli elettroni, che attraversano le griglie $G_1 G_2$ con densità uniforme, risulteranno alternativamente *addensati* o *diradati*. La variazione di densità, che si verifica lungo l'asse dello «spazio di raggruppamento», risulterà quindi funzione del tempo t e dello spazio x percorso lungo l'asse suddetto (ovvero delle variabili τ e $\varkappa$ sopra definite).

Per illustrare meglio il fenomeno consideriamo i diagrammi della figura 3a e b.

Nella figura 3a sono segnate le posizioni assunte, durante il loro viaggio, dagli elettroni che sono emessi dal catodo ad intervalli regolari di 1/12 di periodo. L'origine delle ordinate $\varkappa$ coincide col piano medio fra le griglie $G_1 G_2$. In un determinato istante le posizioni sono quelle indicate sulla verticale corrispondente all'istante considerato; ovviamente le posizioni più in alto, cioè quelle più lontane dalle griglie modulatrici, sono quelle corrispondenti agli elettroni emessi per primi.

Il diagramma che rappresenta lo spazio percorso da un elettrone in funzione del tempo è ovviamente una retta la cui inclinazione dipende dalla velocità (costante) dell'elettrone considerato. Per gli elettroni che attraversano le griglie negli istanti in cui fra esse la tensione è nulla, tali diagrammi sono segnati nella figura 3 con rette tratteggiate. Nella figura 3a essi sono inoltre segnati, per gli elettroni di massima o di minima velocità, con rette continue. Infine le sinusoidi punteggiate in figura 3a mostrano di quanto spazio ciascun elettrone sopravanza o ritarda rispetto a quelli che viaggiano con velocità u_0 non modificata dalle griglie modulatrici.

La figura 3b rappresenta i suddetti diagrammi delle velocità in campi delle ordinate $\varkappa$ e delle ascisse τ, più estesi.

Nella figura 3a il raggruppamento degli elettroni in «pacchetti» è chiaramente illustrato dalla densità dei punti; in figura 3b dalla densità delle rette. Si noti che i «pacchetti» suddetti si formano intorno alle rette tratteggiate che passano per $\varkappa = 0$ negli istanti $0, T, \ldots nT$ cioè intorno a quegli elettroni che attraversano le griglie modulatrici quando il segnale passa per zero da valori negativi a valori positivi; mentre intorno alle rette tratteggiate corrispondenti a $nT/2$ si crea la massima rarefazione di elettroni.

La figura 3 è tracciata per $V = 0{,}2 V_0$ $(\alpha = 0{,}2)$.

Se nell'istante t_0, in cui un elettrone attraversa le griglie modulatrici, fra esse vi è la tensione $V \operatorname{sen} \omega t_0$, il tempo $t_x - t_0$ che l'elettrone impiega a percorrere lo spazio x è dato da:

$$t_x - t_0 = x / u_{t0}$$

da cui, per la [2'], si ha:

$$t_x \cong t_0 + \frac{x}{u_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2} \operatorname{sen} \omega t_0\right)} \quad [4]$$

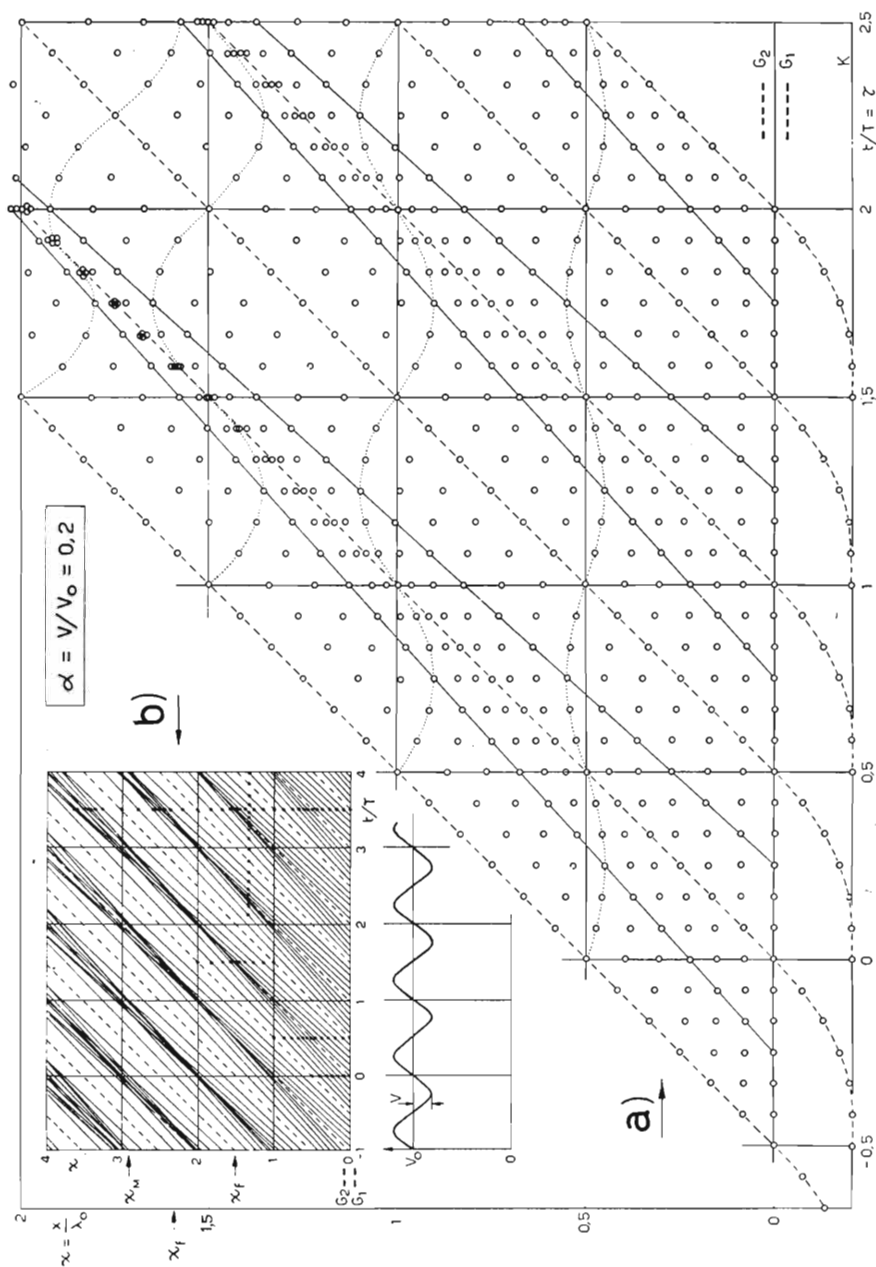



FIG. 3.

I punti (soprattutto in a) indicano le posizioni occupate dagli elettroni; le rette inclinate (soprattutto in b) indicano le traiettorie degli elettroni. Si immagina che il catodo emetta, ad intervalli regolari, 12 elettroni durante ogni periodo della tensione modulata V applicata fra G_1G_2; questi elettroni raggiungono la velocità u_0 nel piano medio fra G_1G_2; tale piano si assume come origine delle distanze percorse dagli elettroni (ordinate); prima di tale piano in figura 3a sono segnati solo due elettroni ogni periodo. Fra le due griglie gli elettroni subiscono la modulazione di velocità per cui le rette uscenti da G_2 sono variamente inclinate; ambedue le figure sono tracciate per una profondità di modulazione $\alpha = V/V_0 = 0,2$; la parte inferiore della fig. 3b rappresenta la tensione continua V_0 applicata fra catodo K e griglia G_1 e la tensione alternata applicata fra G_1 e G_2. Ogni verticale mostra la distribuzione degli elettroni nello spazio di raggruppamento e nell'istante corrispondente all'ascissa della verticale considerata; il fenomeno di raggruppamento e la formazione dei pacchetti elettronici è reso evidente nella fig. 3a dall'addensamento dei punti e nella fig. 3b dall'addensamento delle traiettorie.

Per a piccolo ([5]) la [4] si può scrivere:

$$t_x \cong t_0 + \frac{x}{u_0}\left(1 - \frac{a}{2}\ \mathrm{sen}\ \omega t_0\right) ;$$

introducendo i parametri relativi e sviluppando la parentesi, si ha:

$$[4'] \qquad \tau_x = \tau_0 + \varkappa - \frac{a\varkappa}{2}\ \mathrm{sen}\ 2\pi\tau_0 .$$

Poichè si ha $\varkappa = x/\lambda_0 = x/u_0 \cdot 1/T$, indicando con $t_{x0} = x/u_0$ il tempo che un elettrone impiega a percorrere lo spazio x con velocità u_0 si può scrivere:

$$\varkappa = t_{x0}/T = \tau_{x0} ;$$

perciò la [4'] si può scrivere:

$$[4''] \qquad \tau_x = \tau_0 + \tau_{x0} - \frac{a\varkappa}{2}\ \mathrm{sen}\ 2\pi\tau_0 .$$

Le [4'] o [4''] si possono tradurre nel diagramma di figura 4. Esso mostra che, in assenza di segnale modulatore ($a = 0$), l'istante di arrivo τ_x degli elettroni in un punto generico alla distanza $\varkappa$ dalla mezzaria delle griglie modulatrici, è funzione lineare dell'istante di partenza τ_0. Se invece la tensione modulatrice sinusoidale non è nulla ($a > 0$) l'istante di arrivo τ_x, in funzione di quello di partenza τ_0, è rappresentato da una curva ottenuta sovrapponendo una sinusoide alla retta precedente, come risulta dalla relazione [4''].

Nella figura 4 sono tracciate le curve per valori del parametro di raggruppamento k (definito dalla [6]) pari a 0, 0,5, 1, 1,5, 2. La curva per $k = 1$ ha, in corrispondenza di $\tau_0 = 0$, tangente orizzontale. Ciò significa che tutti gli elettroni che sono emessi poco prima o poco dopo dell'istante 0 (per esempio per τ_0 compreso fra $-1/12$ e $+1/12$) arrivano alla distanza $\varkappa$ assieme *formando così un addensamento di elettroni teoricamente infinito.* Se invece la tangente per $\tau_0 = 0$ è negativa (curve $k = 1,5$, 2 di fig. 4) succede che elettroni che sono emessi prima possono arrivare dopo

---

([5]) L'errore è minore di $(a/2)^2$ cioè per $a = 0,2$ è minore dell'1 %.

e viceversa; in tal caso si hanno due massimi dell'addensamento (teoricamente infiniti) in corrispondenza dei due punti in cui la curva presenta tangente nulla.

FIG. 4.
Andamento dell'istante τ_x di arrivo degli elettroni ad una distanza arbitraria x in funzione dell'istante di partenza τ_0 e per diversi valori del parametro di raggruppamento k.

La tangente alla curva si ottiene derivando la [4''] cioè:

$$\frac{d\tau_x}{d\tau_0} = 1 - 2\pi \frac{a\varkappa}{2} \cos 2\pi\tau_0 \quad . \tag{5}$$

Affinchè per $\tau_0 = 0$ la tangente sia orizzontale la derivata suddetta deve essere nulla cioè si deve avere:

$$k = \pi a \varkappa = 1 \tag{6}$$

dove si è indicato con k il prodotto $\pi a \varkappa$ che chiameremo *parametro di raggruppamento.*

La distanza che, per un dato valore di a, rende soddisfatta la [6] si chiama *distanza focale* e viene indicata con x_f (o con $\varkappa_f = x_f/\lambda_0$ quando è riferita a λ_0) mentre il valore della profondità di modulazione che, per un dato valore di $\varkappa$, rende soddisfatta la [6] verrà indicata con a_f; si ha ovviamente:

$$\varkappa_f = \frac{1}{\pi a} \; ; \qquad a_f = \frac{1}{\pi \varkappa} \; . \tag{6'}$$

Per $a = 0{,}2$ la [6'] dà

$$\varkappa_f = x_f/\lambda_0 = 1{,}59 \; .$$

In sostanza la distanza focale è quella, lungo lo spazio di addensamento degli elettroni, per la quale si ha per la prima volta un massimo teoricamente ([6]) infinito. Oltre tale distanza il massimo suddetto si sdoppia in

([6]) La repulsione fra gli elettroni impedisce che essi occupino la stessa posizione perciò il massimo non può essere infinito.

due, entrambi teoricamente infiniti che si allontanano tra loro mentre l'insellatura fra questi due massimi si approfondisce.

Gli addensamenti elettronici suddetti si propagano con la velocità u_0 che è la velocità media del fascio elettronico.

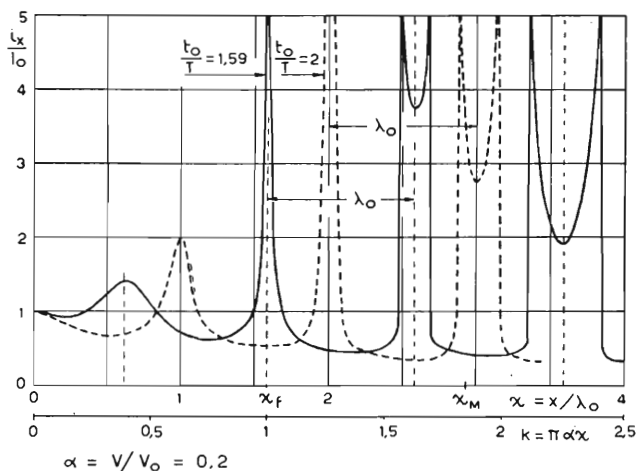



Fig. 5.

Andamento della corrente relativa i_x/I_0 lungo il fascio elettronico, cioè in funzione della distanza relativa $\varkappa = x/\lambda_0$ in due istanti diversi: con linea continua nell'istante in cui nel piano focale la corrente assume il valore massimo (teoricamente infinito); con linea a tratti in un istante successivo.

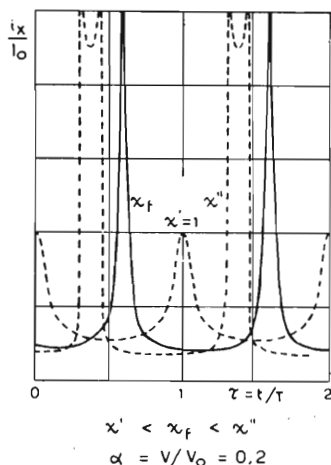



Fig. 6.

Andamento della corrente relativa i_x/I_0 in funzione del tempo relativo $\tau = t/T$ e per tre posizioni lungo lo spazio di raggruppamento: la linea continua corrisponde al piano focale; le due linee a tratti sono, l'una per una posizione precedente, l'altra seguente, quella del piano focale.

Quanto sopra è illustrato dalle figure 5 e 6. La prima figura riproduce l'andamento della corrente i_x che attraversa la sezione del tubo, alla distanza x (ascissa) dal piano medio fra le griglie modulatrici, riferita alla corrente media I_0 che si ha in assenza di modulazione di velocità. Il diagramma segnato con linea continua, posto $\alpha = 0{,}2$, come nella figura 3, corrisponde all'istante $t'_0 = 1{,}59T$ in cui, nel piano focale, la corrente assume il massimo valore. Poichè il fenomeno si ripete con periodo pari a T i diagrammi ripresi ad intervalli di tempo T sono identici, cioè il diagramma a linea continua può corrispondere anche agli istanti

$$t_0' = 0{,}59\,T, \qquad 1{,}59\,T, \qquad 2{,}59T \;\ldots\; (0{,}59 + n)\,T$$

con n intero.

Viceversa per successivi istanti intermedi il primo massimo s'ingran-

disce e si sposta verso destra fino a diventare infinito dopo un periodo mentre contemporaneamente il secondo massimo (infinito) si trasferisce anch'esso verso destra fino a coincidere col terzo massimo (sdoppiato) dopo un periodo e così via. Nella figura 5 è tratteggiato il diagramma che si otterrebbe dopo un intervallo di tempo pari a $0{,}41T$ dall'istante relativo al diagramma tracciato con linea continua ($t''_0 = 2T$ o in generale $t''_0 = nT$).

La figura 6 illustra l'andamento della corrente relativa i_x/I_0 in funzione del tempo, riferito al periodo, τ. Il diagramma segnato con linea continua si riferisce alla posizione focale x_f i due diagrammi tratteggiati corrispondono, lungo l'asse x del tubo, a due posizioni x' ed x'' di cui la prima è precedente alla posizione focale e la seconda successiva.

Si osservi che i diagrammi di figura 5 si ottengono intersecando il diagramma di figura 3b con rette verticali ($t_0' = 1{,}59T$ e $t''_0 = 2T$ nel caso

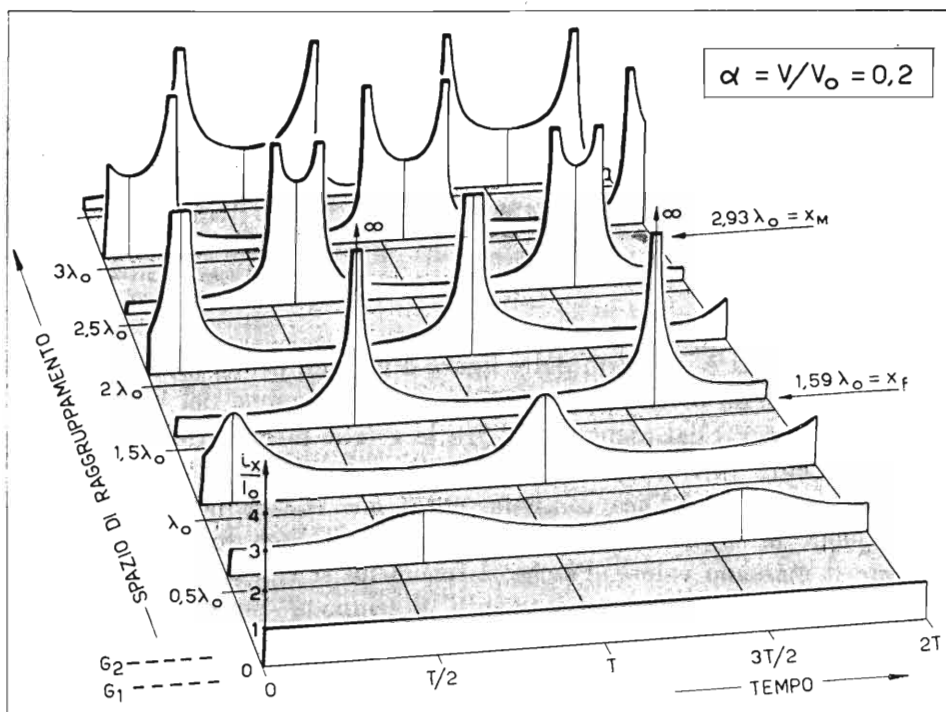



FIG. 7.

Rappresentazione panoramica della corrente relativa i_x/I_0 in funzione sia del tempo (ascisse), sia della sezione considerata dello spazio di raggruppamento (profondità); la figura è una successione di diagrammi della figura 6.

di fig. 5) e i diagrammi di figura 6 si ottengono intersecando il diagramma di figura 3b con rette orizzontali ($\varkappa_f = 1{,}59$, $\varkappa' = 1$, $\varkappa'' = \backsim 2{,}2$ per la fig. 6) mentre le ordinate delle figure 5 e 6 corrispondono alla fittezza delle rette nella figura 3b.

Una rappresentazione panoramica del fenomeno illustrato, cioè della corrente i_x/I_0 in una sezione dello spazio di raggruppamento, in funzione sia del tempo (ascisse) sia dello spazio (profondità) è rappresentata nella figura 7.

La teoria del raggruppamento degli elettroni fin qui svolta non tiene conto dell'effetto di repulsione fra gli elettroni, vale a dire l'effetto della carica spaziale posseduta dal fascio elettronico. È ovvio che tale effetto porti ad una riduzione della densità di raggruppamento e per quanto il suo studio analitico e quantitativo sia complesso, si intuisce facilmente che le traiettorie degli elettroni, invece di essere rettilinee risulteranno incurvate come è illustrato nella figura 8 analoga alla figura 3b. Ciò determina fra l'altro un aumento della distanza x_f cioè il primo massimo, che non è infinito, si forma ad una distanza maggiore da G_1, G_2 di quella corrispondente alla distanza focale già definita; inoltre il massimo raggruppamento risulterà uguale solo a quello che si avrebbe notevolmente prima del fuoco in assenza di carica spaziale. È infine dubbio se con un fascio elettronico abbastanza intenso si manifesti oppure non lo sdoppiamento del massimo illustrato dalla figura 5.

FIG. 8.
Andamento curvato (invece che rettilineo come in fig. 3) delle traiettorie degli elettroni, dovuto alla repulsione reciproca.

I pacchetti elettronici si sfioccano poi anche lateralmente come è indicato in figura 9 e poichè ai bordi del fascio, a causa della minore densità degli elettroni, la repulsione che determina l'incurvatura delle traiettorie sopra illustrata è minore, il raggruppamento degli elettroni si formerà prima. Si otterranno così pacchetti di elettroni a forma lenticolare sempre più convessi verso l'anodo e piani o concavi verso il catodo (v. fig. 9).

Per ridurre gli effetti suddetti è conveniente ridurre al minimo lo spazio di raggruppamento; ciò però richiede un aumento della tensione modu-

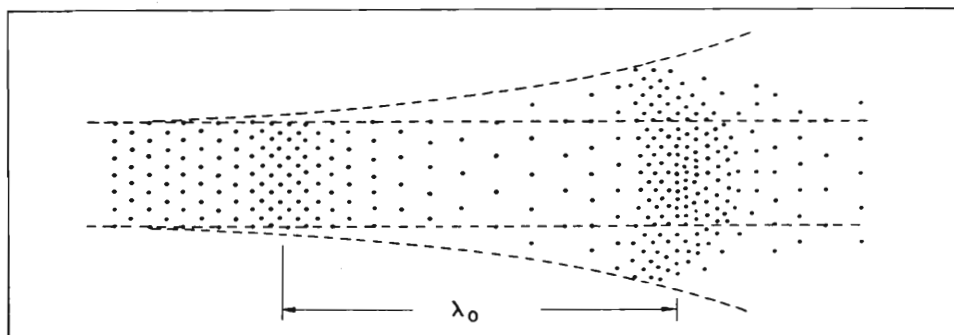



FIG. 9.
La reciproca repulsione degli elettroni provoca un diradamento del raggruppamento non solo assiale ma anche laterale dando origine a pacchetti elettronici di forma lenticolare.

latrice V cioè di a e questo può portare ad altri inconvenienti cosicchè occorre, caso per caso, cercare il compromesso più conveniente. Un altro utile mezzo per migliorare il raggruppamento degli elettroni e quindi il rendimento del tubo, è quello di sottoporre il fascio ad un campo magnetico focalizzatore assiale.

4. - Utilizzazione dei "pacchetti" di elettroni.

Il flusso elettronico, dopo essere stato modulato di velocità dalla coppia di griglie G_1, G_2 e dopo aver subito il processo di raggruppamento, attraversa la coppia di griglie G_3, G_4 in gruppi, al ritmo di uno per ogni periodo. Se la seconda cavità, connessa a G_3, G_4, è in risonanza con la prima e se sono soddisfatte opportune condizioni di fase, il flusso di elettroni, così raggruppato può cedere energia alla seconda cavità.

Ci si può rendere conto di ciò in base alle seguenti considerazioni:

Supponiamo che le suddette condizioni di fase siano tali che, quando le griglie sono attraversate dal pacchetto di elettroni fra esse vi sia la massima d. d. p. con G_4 negativa rispetto a G_3. Allora il pacchetto di elettroni risulta frenato (mentre negli istanti di minimo flusso di elettroni il campo fra le griglie è capovolto e quindi i pochi elettroni presenti fra la coppia di griglie risultano accelerati); perciò una parte dell'energia cinetica posseduta dal pacchetto di elettroni contribuisce, per inerzia, a cari-

care ancora più negativamente la griglia G_4 rispetto alla G_3, aumentando così l'eccitazione della cavità ([7]).

([7]) Il meccanismo in base al quale il passaggio di un elettrone induce elettrostaticamente, sugli elettrodi che attraversa, una carica elettrica, è già stato illustrato nel paragrafo 3 del 1° Cap. di questa parte. Qui però la velocità di un elettrone durante il viaggio fra le griglie G_3, G_4 si può ritenere costante (mentre tale velocità è diversa per i diversi elettroni).

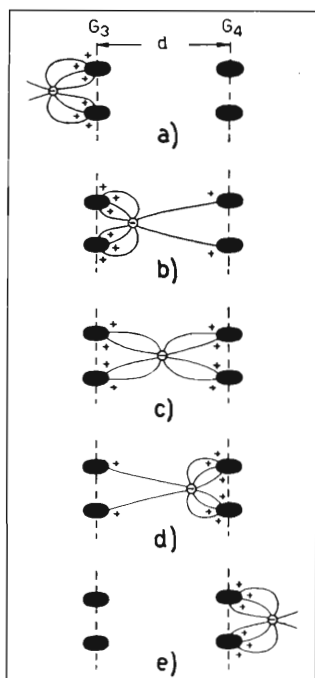
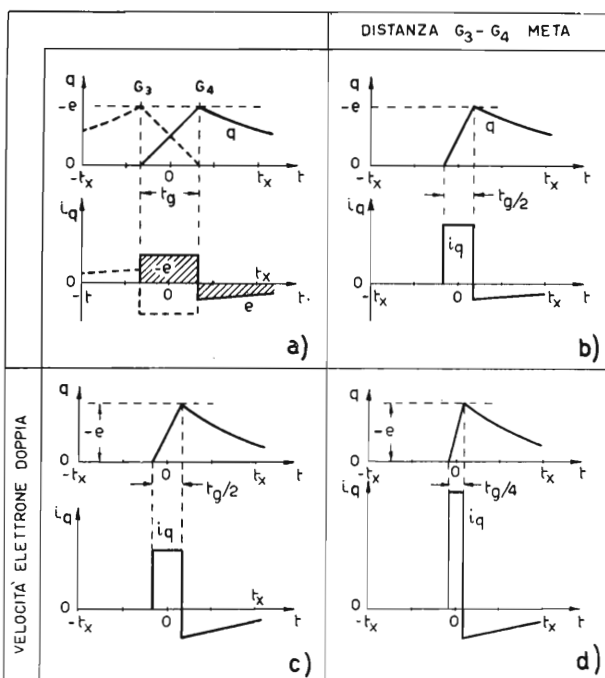



FIG. 10A FIG. 10B

La figura 10A mostra cinque fasi del passaggio di un elettrone fra le griglie G_3, G_4 (i cui fili sono supposti di sezione lenticolare per offrire il minore ostacolo possibile al passaggio degli elettroni). La carica negativa e dell'elettrone induce un'equivalente carica totale positiva $-e$ (supposta suddivisa in figura in otto parti) sugli elettrodi. Al passaggio di un elettrone la carica positiva indotta su G_4 è rappresentata, con linea continua, nei quattro diagrammi superiori delle figure 10B a, b, c, d (nella fig. 10B a è rappresentata a tratti anche la carica e la corrente su G_3). I corrispondenti diagrammi inferiori rappresentano invece la corrente $i_q = dq/dt$ indotta su G_4; questa, supposto fra le griglie un andamento lineare di q in funzione del tempo, assume in tale intervallo la forma di un impulso rettangolare la cui area (tratteggiata in fig. 10B a) equivale alla carica dell'elettrone. Poichè il tempo che l'elettrone impiega ad attraversare la distanza d (fig. 10A a) fra le due griglie è proporzionale a d ed inversamente proporzionale alla velocità u dell'elettrone, si ha che la corrente i_q indotta su G_4 dal passaggio dell'elettrone fra le griglie è data da:

$$i_q = e/t_g = eu/d .$$

Si noti che quando G_4 è negativa rispetto a G_3 la carica positiva di valore crescente indotta su

(continua a pag. seg.)

Naturalmente l'energia a R.F. ottenuta nella seconda cavità è ricavata a spese di quella erogata dalle sorgenti che alimentano gli elettrodi del tubo (v. batteria V_0 di figg. 1 e 2) e che provvedono a conferire agli elettroni la velocità media u_0. L'energia necessaria per eccitare la prima cavità, ed ottenere così la modulazione di velocità del fascio elettronico, è piccola rispetto a quella che si può raccogliere nella seconda cavità; ciò consente di ottenere l'effetto di amplificazione (o quello di generazione quando l'eccitazione della prima cavità è ricavata dalla seconda).

Si può infine osservare che, sotto certi aspetti, il funzionamento è simile a quello di classe C. Infatti i pacchetti di elettroni si possono paragonare agli impulsi di corrente anodica, di durata inferiore ad un semiperiodo, che raggiungono la placca quando questa è a potenziale minimo (cioè quando la componente alternativa della tensione anodica è massima nega-

---

G_4 respinge elettroni verso il generatore che fornisce la tensione negativa a G_4 con il risultato, già segnalato nel testo, che l'elettrone fornisce in questa condizione energia al generatore a spese della sua energia cinetica.

Poichè il flusso di elettroni ha una densità variabile ritmicamente con periodo T consideriamo un solo elettrone ogni periodo. Sviluppando in serie di Fourier l'impulso rettangolare di corrente si ottiene che l'ampiezza di prima armonica i_{1q} è data da:

$$i_{1q} = \frac{2e}{T} \frac{\text{sen}\,(\pi t_g/T)}{\pi t_g/T} = \frac{2e}{T} A \tag{7}$$

dove $t_g =$ tempo di transito dell'elettrone fra le griglie ed

$$A = \frac{\text{sen}\,(\pi t_g/T)}{\pi t_g/T} \quad . \tag{7'}$$

Il valore di A cresce al diminuire di t_g e tende ad 1 per t_g tendente a zero: perciò, per ottenere la massima componente della corrente sulla frequenza fondamentale, occorre ridurre il tempo di transito ad una frazione abbastanza piccola del periodo; ciò si ottiene riducendo la distanza d fra le griglie G_3, G_4 e aumentando la velocità media u_0 degli elettroni.

Si potrebbe allora osservare che ricompaiono qui le stesse difficoltà che si hanno nei tubi normali. In realtà però qui gli elettroni sono fortemente accelerati prima di entrare fra le due griglie ove il tempo di transito assume importanza; invece nei tubi normali è soprattutto dannoso il tempo di transito fra catodo e griglia dove gli elettroni, partendo dal catodo con velocità nulla e viaggiando in campi debolmente acceleratori, hanno velocità molto più piccole.

Nel tubo, invece di un elettrone per periodo, passa un flusso continuo di elettroni che, fra le griglie $G_3 G_4$, è modulato in densità come è stato diffusamente illustrato. La corrente indotta nel risuonatore si otterrà integrando gli effetti degli elettroni che passano nell'unità di tempo; essa avrà quindi la stessa forma della corrente che attraversa le griglie (figg. 6 e 7). Poichè di tale corrente interessa conoscere la componente di prima armonica si devono integrare, in luogo degli impulsi rettangolari indotti da ciascun elettrone, le sole componenti di prima armonica date dalla [7]. Si troverà così una corrente totale, sempre con l'andamento della figura 6, ma ridotta secondo il fattore A rispetto a quella calcolabile in base agli impulsi rettangolari. Di tale corrente totale occorrerà poi ricavare la componente di 1ª armonica se si vuole ottenere la componente utile.

Si deve ancora notare che nelle considerazioni sopra svolte non si è tenuto conto delle variazioni di velocità che gli elettroni subiscono fra le due griglie e si è supposto trascurabile lo spessore delle griglie stesse.

tivamente) ossia quando rispetto al valor medio dovuto a V_{0a} il campo elettrico è frenante.

La larghezza dell'impulso di corrente equivalente al pacchetto di elettroni riferita alla lunghezza d'onda λ_0 (ovvero la sua durata riferita al periodo) ed anche la sua forma, variano in funzione della posizione considerata lungo l'asse x, come è chiaramente illustrato dalla figura 5. Anche qui, come in un amplificatore di classe C con carico anodico accordato sulla frequenza d'entrata, se la cavità captatrice è in risonanza con quella modulatrice, interessa che la componente fondamentale I_1 dell'impulso di corrente sia massima. Questo massimo si troverà quindi spostando la coppia di griglie G_3, G_4 e la relativa cavità lungo l'asse x fino ad ottenere la massima potenza utile.

L'ascissa x_M corrispondente a tale massimo si può trovare analiticamente ricavando, dalla forma dell'impulso, la relativa componente di prima armonica I_1 e cercando la posizione per cui tale componente è massima.

Il risultato di tale calcolo, per valori di V/V_0 sufficientemente piccoli, fornisce (v. p. es. bibl. 12, 17):

$$I_1 = 2I_0 \cdot J_1(k) \qquad [8]$$

dove: I_0 = corrente media del fascio elettronico (ossia in assenza di modulazione di velocità);

$k = \pi a \varkappa$; $a = V/V_0$; $\varkappa = x/\lambda_0$ come precedentemente;

$J_1(k)$ = funzione di Bessel di prima specie ([8]), ordine 1 e argomento k.

Per $k = 1$ cioè per $x = x_f$ (vedi [6]) la funzione di Bessel J_1 assume il valore ([8]) 0,4401 per cui dalla [8] risulta:

$$I_1 = 0{,}88\, I_0 \ . \qquad [8']$$

Il massimo di I_1 si ottiene ovviamente quando è massima per la prima volta J_1, ossia per il valore 1,84 dell'argomento k. Per tale valore di k risulta:

$$I_1 = 1{,}16\, I_0 \ . \qquad [8'']$$

Indicando con x_M (v. figg. 3b, 5, 7) il valore di x che fa assumere a k il valore 1,84 suddetto, cioè la posizione ove conviene collocare la

([8]) G. D.: *Funzioni cilindriche o di Bessel.* « Elettronica », IV, nov. 1949, p. 305. G. DILDA: *Radioricevitori per modulazione di frequenza.* « Levrotto & Bella ». Torino, 1956, p. 9 e tavola fuori testo.

coppia di griglie per ottenere la massima componente di prima armonica della corrente che le attraversa, dalla [6] si ottiene:

$$\varkappa_M = \frac{k}{\pi a} = \frac{1,84}{3,14} \cdot \frac{V_0}{V}$$

ossia:

[9] $$x_M = 0,586\,\lambda_0 V_0/V \, .$$

Per il valore di $a = V/V_0 = 0,2$ si ha:

[9′] $$x_M = 2,93\,\lambda_0$$ (v. figg. 3b, 5, 7)

Si noti che i risultati forniti dalle [8′] e [8″] sono indipendenti dalla profondità di modulazione della velocità a. Ciò è vero solo se a è sufficientemente piccolo.

5. - Clistron amplificatore.

Il principio del raggruppamento degli elettroni fu dapprima usato per attuare un tubo oscillatore, poi fu tentato, con successo non del tutto soddisfacente a causa del forte rumore di fondo, l'impiego come amplifica-

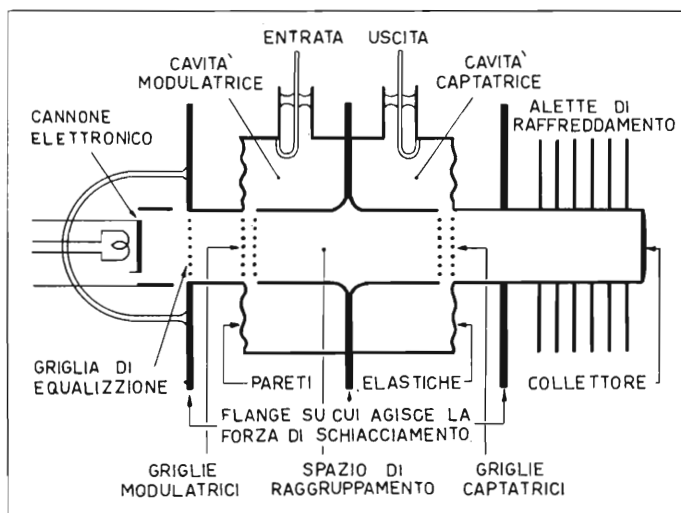



FIG. 11.
Sezione schematica di un clistron a due cavità, con uscita non direttamente accoppiata all'entrata (amplificatore).

tore e come moltiplicatore di frequenza; infine il clistron reflex (fig. 2) sostituì come oscillatore, quello a due cavità ed è largamente usato specialmente nei radar e nei ponti radio a microonde.

Qui per chiarezza e semplicità di esposizione preferiamo premettere alcune considerazioni sul clistron a due cavità usato come amplificatore, poi esamineremo brevemente il suo impiego come moltiplicatore di frequenza e come oscillatore ed infine sarà illustrato il funzionamento del clistron reflex.

La struttura del tubo è quella già illustrata in figura 1 dove però manca la connessione di reazione M. Spesso inoltre le due cavità hanno una parete comune mentre la parete opposta e ondulata (fig. 11) è abbastanza

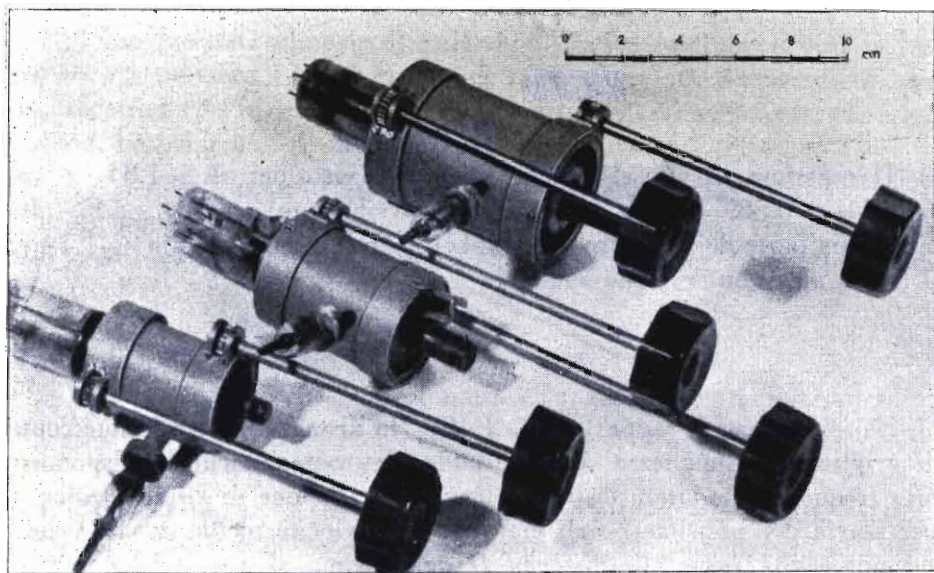



Fig. 12.

Alcuni clistron sperimentali a due cavità della Philips per 7, 10, e 15 cm di lunghezza d'onda (da sinistra a destra) con regolazione indipendente delle due cavità.

sottile così da riuscire un po' cedevole elasticamente. Ciò consente l'accordo delle due cavità sulla frequenza desiderata, entro una gamma dell'ordine del $\pm 10\%$ rispetto alla frequenza centrale; consente inoltre, l'accordo delle due cavità fra loro. La regolazione dell'accordo è effettuata per schiacciamento mediante leve e meccanismi opportunamente predisposti; la figura 12 riproduce alcuni clistron a due cavità della Philips (bibl. 19).

Rendimento.

Chiamiamo rendimento η del tubo il rapporto fra la potenza P_u che si localizza sulla impedenza Z_u esistente fra G_3 e G_4 e la potenza P_0 spesa per imprimere al fascio elettronico la velocità iniziale u_0. L'impedenza Z_u è dovuta alla cavità captatrice comprendente il carico utilizzatore (guida d'onda di uscita); fra le estremità di tale impedenza si localizza la tensione utile di ampiezza V_u. Com'è noto si ha:

[10] $$P_u = \frac{1}{2} I_1 V_u = I_0 J_1(k) V_u \;;$$

[11] $$P_0 = V_0 I_0 \;;$$

[12] $$\eta = J_1(k) \frac{V_u}{V_0} \;;$$

Il massimo di J_1 si ottiene come s'è visto per $k = 1{,}84$ e vale $J_1(1{,}84) = 0{,}58$. D'altra parte si deve ovviamente avere $V_u \leq V_0$ altrimenti una parte degli elettroni verrebbero respinti dalla griglia G_3. Perciò il limite massimo del rendimento è:

[12'] $$\eta_{\max} = 0{,}58 \qquad (\text{si ha per } x = x_M\,,\quad V_u = V_0)\;.$$

Se sono fissati il rapporto $a = V/V_0$, la distanza D fra le due coppie di griglie e la lunghezza λ delle onde elettromagnetiche corrispondente alla frequenza modulante, si può ricavare la tensione di alimentazione V_0 necessaria per imprimere agli elettroni una velocità media u_0 tale che la seconda cavità, posta alla distanza D della prima, si trovi nel luogo in cui è massima I_1, ossia si può trovare la tensione V_0 che rende soddisfatta la condizione $D = x_M$. Infatti dalla [9]:

$$D = x_M = 0{,}586 \frac{\lambda_0}{a} = 0{,}586 \frac{u_0 T}{a} = 0{,}586 \frac{u_0}{c} \frac{\lambda}{a}$$

in cui $c = 3 \cdot 10^8$ m/s = velocità delle onde elettromagnetiche. Tenendo conto dalla [1] si ha facilmente:

[13] $$\sqrt{V_0} = 862\, a D/\lambda \qquad (V_0 \text{ in } V)\;.$$

Inoltre per ottenere η_{max} dato dalla [12'] occorre che sia $V_u = V_0$, ma $V_u = Z_u I_1$ e per la [8'']:

$$V_u = 1{,}16\, Z_u I_0 \quad ; \qquad Z_u = 0{,}86\, V_0 / I_0 \ .$$

Ponendo $V_0/I_0 = R_0 =$ *resistenza interna statica del tubo*, si ha:

$$Z_u = 0{,}86\, R_0 \ . \qquad [14]$$

Dunque il rendimento teorico massimo

$$\eta_{max} = 0{,}58 \qquad \text{si ha per:} \ \sqrt{V_0} = 862\, aD\, \lambda \quad \text{e} \quad Z_u = 0{,}86\, R_0 \ .$$

Non bisogna naturalmente attendersi in pratica rendimenti così elevati giacchè per ottenere i risultati teorici sono state fatte numerose ipotesi semplificatrici che in pratica non sono verificate con sufficiente approssimazione. Le principali di tali ipotesi sono:

1) si sono trascurati gli effetti della carica spaziale;

2) una parte molto notevole del flusso elettronico viene catturata dalle griglie cosicchè I_0 è solo una parte della corrente I_k effettivamente emessa dal catodo;

3) non si è tenuto conto della distanza d fra le griglie di una stessa coppia;

4) si è supposto che la profondità di modulazione a fosse piccola;

5) si è supposto che la tensione utile V_u abbia un'ampiezza uguale alla tensione di alimentazione V_0.

L'effetto della carica spaziale, come s'è già visto (figg. 8 e 9), è quello di ostacolare la concentrazione degli elettroni, alterandone la velocità e deviandone le traiettorie, con il risultato di ridurre notevolmente le punte di corrente.

In seguito alla cattura di elettroni da parte delle griglie, la potenza P_k spesa per accelerare il fascio elettronico è molto maggiore di P_0; si ha cioè:

$$P_k = V_0\, I_k > P_0 = V_0\, I_0 \qquad [15]$$

perciò il rendimento effettivo:

$$\eta = P_u / P_k \qquad [16]$$

risulta diminuito. Per limitare al minimo tale effetto occorre cercare che le griglie catturino pochi elettroni e a tale scopo occorre perfezionare la loro struttura usando fili molto sottili e a sezione lenticolare (fig. 10A nota 7).

Anche per quanto riguarda la distanza d non trascurabile fra le griglie di una medesima coppia, nella nota 7 si è visto che la componente utile di prima armonica della corrente deve essere moltiplicata per il coefficiente A, minore di 1 dato dalla [7']. Inoltre (bibl. 7) se la distanza d è una frazione apprezzabile della lunghezza d'onda degli elettroni λ_0, fra le griglie la densità degli elettroni non solo è variabile nel tempo ma, in un certo istante, è altresì variabile da punto a punto lungo la distanza d. Riferendoci alla figura 6, in luogo di considerare l'ordinata del diagramma, si deve considerare la media delle ordinate per un tratto, lungo l'asse delle ascisse, di lunghezza d (ossia di lunghezza relativa $\Delta = d/\lambda_0$). Questa integrazione non solo fa sparire i picchi di valore infinito ma arrotonda ed appiattisce i massimi quanto più grande è d o Δ.

Infine è da ricordare che solo una parte dell'energia in gioco nella cavità di uscita può essere effettivamente estratta ed utilizzata.

Tutte queste ragioni ed altre meno importanti, riducono notevolmente il rendimento effettivo che invece di raggiungere il valore teorico del 58 % dato dalla [12'] difficilmente raggiunge il 20 %.

Clistron amplificatore a tre cavità. A circa metà dello spazio di raggruppamento si può disporre un'altra coppia di griglie connessa ad una cavità accordata sulla frequenza comune delle altre due, ma non caricata. La prima cavità serve sempre da modulatrice, l'ultima da captatrice mentre la cavità intermedia serve per aumentare la profondità della modulazione di velocità e quindi rendere sufficiente, per ottenere nella cavità captatrice il massimo effetto di raggruppamento, una profondità a della modulazione di velocità, impressa nella prima cavità, molto piccola. Si può così ottenere un'amplificazione di potenza molto più grande. Occorre a tale scopo che la cavità intermedia abbia una resistenza dinamica di risonanza molto elevata; allora anche una piccola componente della corrente, dovuta al debole effetto di raggruppamento che si manifesta fra la prima e la seconda coppia di griglie, determina una tensione molto elevata fra le griglie connesse alla cavità centrale e quindi il fascio che emerge da essa è profondamente modulato. Il dispositivo presenta notevoli difficoltà di accordo delle tre cavità e quindi è attuabile solo per una sola frequenza di lavoro; inoltre nonostante che il rendimento teorico aumenti fino al 74 % alcuni degli inconvenienti sopra elencati che determinano la riduzione del rendimento ed in particolare il 2° e il 3°, si accentuano.

6. - Clistron come moltiplicatore di frequenza.

Come in un normale amplificatore funzionante in classe C, anche usando il clistron si può ottenere la moltiplicazione di frequenza per il fattore n accordando il circuito di uscita, in luogo che sulla frequenza di ingresso f_0, sulla frequenza multipla nf_0. Il rendimento dell'amplificatore è ovviamente proporzionale all'ampiezza della n^{ma} componente armonica della corrente anodica. Com'è noto, scomponendo l'impulso di corrente anodica di un amplificatore di classe C nelle sue componenti, si trova che l'ampiezza di queste decresce rapidamente al crescere dell'ordine dell'armonica; perciò nel caso dell'amplificatore facente uso di tubi classici funzionanti in classe C su frequenze non troppo elevate, non è generalmente conveniente utilizzare un fattore di moltiplicazione per stadio n di valore elevato; quando è necessario ottenere un fattore di moltiplicazione complessivo grande è quindi opportuno suddividerlo in un numero conveniente di stadi; i fattori per stadio più usati sono 2 e 3.

Nel caso del clistron invece, data la forma particolare degli impulsi di corrente che, come è illustrato dalla figura 6, presentano (teoricamente)

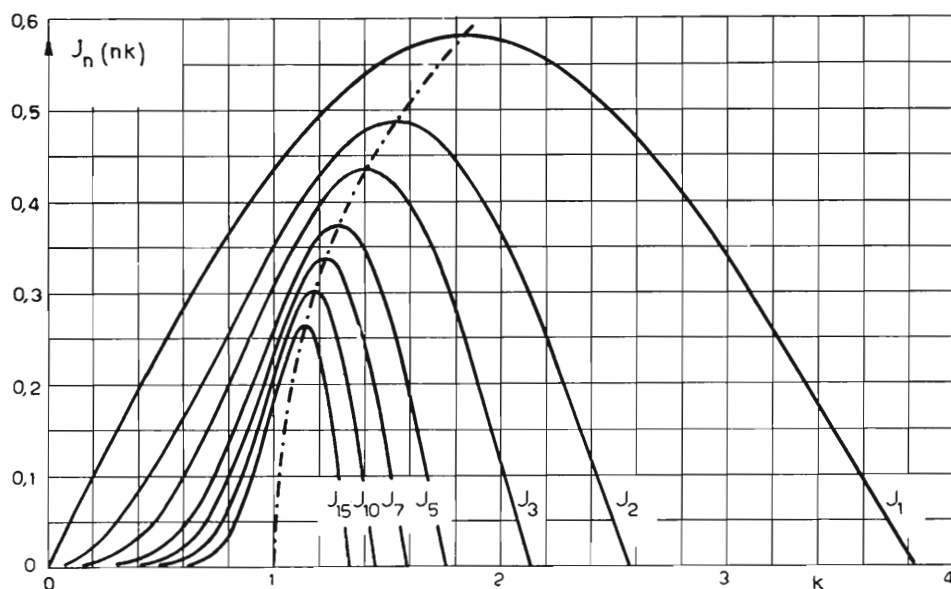



FIG. 13.
Andamento delle funzioni di Bessel di prima specie e di ordine n ($n = 1, 2, 3, 5, 7, 10, 15$) riferite all'argomento diviso per n.

due massimi di valore infinito, la scomposizione in componenti armoniche di tali impulsi dà origine a componenti i cui massimi diminuiscono assai meno rapidamente al crescere di n. Infatti la componente I_n corrispondente all'ennesima armonica è data da:

$$I_n = 2I_0 J_n(nk) \quad , \tag{17}$$

analoga alla [8]. Di solito le funzioni di Bessel di prima specie e di ordine n sono rappresentate portando in ascisse l'argomento segnato fra parentesi (nk nel nostro caso). Nel caso della [17] occorre invece conoscere l'andamento di J_n in funzione di k (cioè dell'argomento diviso per l'ordine della funzione: $k = nk/n$). Infatti trovato il valore di k per cui $J_n(nk)$ è massima e ricordando che $k = \pi a \varkappa$, si potrà determinare la posizione $x_M = \varkappa_M \lambda_0$ ove conviene collocare la seconda cavità, accordata sulla n^{ma} armonica, per ottenere la massima uscita.

L'andamento di $J_n(nk)$ in funzione di k si ottiene ovviamente dalle normali funzioni di Bessel [9] dividendo le ascisse per n. Tale andamento è riportato in figura 13 per $n = 1, 2, 3, 5, 7, 10, 15$. La tabella che segue contiene i valori corrispondenti ai massimi:

TABELLA I

n	1	2	3	5	7	10	15
$\eta_{max} = J_n(nk_M)$	0,58	0,487	0,436	0,374	0,338	0,304	0,267
k_M	1,84	1,53	1,4	1,28	1,22	1,17	1,134
$x_M\lambda_0 = \varkappa_M = k_M/(\pi a)$ per $a = 0,2$	2,93	2,44	2,23	2,04	1,94	1,86	1,8

In sostanza, a causa dell'elevato contenuto di armoniche di un fascio di elettroni raggruppato in pacchetti mediante modulazione di velocità, il clistron costituisce un buon moltiplicatore di frequenza per microonde. Tuttavia, specialmente per elevati valori del fattore di moltiplicazione n, come risulta dalla figura 13, la posizione delle griglie accoppiate alla cavità

(9) Vedi nota (8), § 4.

captatrice è molto critica. Naturalmente la regolazione non viene effettuata spostando tali griglie ma variando il potenziale V_0 acceleratore del fascio elettronico o quello di eccitazione V od entrambi.

Fissati il rapporto $a = V/V_0$, la distanza D fra le due coppie di griglie e la lunghezza λ delle onde elettromagnetiche corrispondenti alla frequenza f di uscita, si può ricavare la tensione V_0 necessaria per imprimere agli elettroni una velocità u_0 tale che la seconda coppia di griglie si trovi nel luogo in cui è massima I_n ossia si può determinare la tensione V_0 che rende soddisfatta la condizione $x_M = D$. Si ha infatti:

$$k_M = \pi a \varkappa_M = \pi a \frac{D}{\lambda_0} \, ; \qquad \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{u_0}{c} = \frac{5{,}95 \cdot 10^5}{3 \cdot 10^8} \sqrt{V_0} \, ;$$

da cui:

$$\sqrt{V_0} = \pi \frac{3 \cdot 10^8}{5{,}95 \cdot 10^5} \cdot \frac{aD}{k_M \lambda} = 1586 \frac{aD}{k_M \lambda} \, , \tag{18}$$

analoga alla [13] con la quale si identifica per $k_M = 1{,}84$ cioè per $n = 1$.

Se invece di a è fissato V, cioè se si suppone che la tensione di eccitazione della prima cavità rimanga costante al variare di V_0, si ha ovviamente:

$$V_0^{3/2} = 1586 \frac{VD}{k_M \lambda} \, . \tag{18'}$$

Il rendimento teorico è dato da:

$$\eta = J_n(nk) \, V_u / V_0 = 2 \, [J_n(nk)]^2 \, Z_u / R_0 \, . \tag{19}$$

La prima di queste espressioni è analoga alla [12]; la seconda è ottenuta scrivendo $V_u = Z_u I_n = 2 \, I_0 \; Z_u J_n(nk)$ e $V_0 / I_0 = R_0$. Se Z_u è regolata in modo che la tensione di uscita raggiunga il massimo valore teoricamente ammissibile: $V_u = V_0$, il rendimento assume il suo valore massimo dato da:

$$\eta_{\max} = J_n(nk) \tag{19'}$$

i cui valori sono riportati per i diversi n dalla prima riga della tabella I.

In seguito alle semplificazioni ammesse per svolgere la teoria già considerata, ed anche perchè è difficile ottenere che la V_u sia uguale o quasi a V_0, i rendimenti effettivi, nel caso di fattori di moltiplicazione piuttosto elevati, sono dell'ordine della decima parte di quelli teorici.

7. Clistron a due cavità come oscillatore.

Nell'impiego del tubo a modulazione di velocità, con due cavità come oscillatore (fig. 1), occorre attuare un accoppiamento fra la cavità di uscita e quella d'ingresso che deve soddisfare a convenienti *condizioni di ampiezza e di fase* analogamente a quanto succede per un circuito oscillatore di tipo classico.

Per quanto si riferisce alla condizione relativa alle ampiezze, si può osservare che la frazione bV_u (b fattore di reazione) della tensione di uscita che viene trasferita all'ingresso, deve almeno uguagliare la tensione d'entrata V che ha determinato la V_u cioè:

$$bV_u \geq V = aV_0 \tag{20}$$

e poichè tenendo conto della [8] si ha:

$$V_u = Z_u I_1 = 2Z_u\, I_0 J_1(k) \ ,$$

si ottiene:

$$b \geq aV_0/V_u = \frac{aR_0/Z_u}{2J_1(k)} \ . \tag{21}$$

All'inizio delle oscillazioni, cioè all'innesco, la tensione V trasferita è molto piccola, cioè a è praticamente nulla.

Per $a \to 0$ si ha:

$$k = \pi a x/\lambda_0 \to 0 \quad \text{e} \quad J_1(k) \to k/2 \ .$$

Sostituendo nella [21] tale valore di $J_1(k)$ si ha:

$$b \geq \frac{a}{k} \cdot \frac{R_0}{Z_u} = \frac{\lambda_0}{\pi x} \cdot \frac{R_0}{Z_u} \tag{21'}$$

che esprime la condizione d'innesco relativa alle sole ampiezze.

Considerando la condizione di uguaglianza (che come in ogni altro oscillatore si raggiunge in condizione di regime, cioè superato il periodo di innesco) dalla [20] si ha:

$$a/b = V_u/V_0 \tag{20'}$$

che sostiuita nella [12] fornisce:

$$\eta = \frac{a}{b} J_1(k) \tag{22}$$

Il rendimento è massimo come precedentemente quando sono soddisfatte le seguenti condizioni:

$$k = 1{,}84 \qquad a = b \quad \text{cioè} \quad V_u = V_0 \quad \text{e quindi} \quad Z_u = 0{,}86\ R_0$$

e per tali condizioni il rendimento teorico è $\eta_{max} = 0{,}58$.

Per quanto riguarda la fase è difficile stabilire una relazione che fissi concretamente la condizione d'innesco la quale, com'è noto, richiede un piccolo sfasamento fra la tensione riportata all'ingresso attraverso l'accoppiamento reattivo e quella che ha provocato il segnale di uscita. Questo problema è affrontato più avanti per il clistron reflex tracciando, sul piano complesso, la spirale che rappresenta l'ammettenza del fascio elettronico ed intersecandola con la retta che rappresenta l'ammettenza della cavità. Anche per il clistron a due cavità si può fare qualcosa di analogo (bibl. 17, p. 606) cioè tracciare la spirale che rappresenta la mutua ammettenza I_1/V al variare del tempo di transito medio t_{x0} ed intersecare tale diagramma con la caratteristica che, sullo stesso piano complesso, rappresenta l'ammettenza della cavità captatrice a cui è accoppiata quella modulatrice ([10]). La condizione di innesco in ampiezza e fase è soddisfatta quando la componente in quadratura (suscettanza) dell'ammettenza del fascio elettronico del tubo è positiva (capacitiva) e di ampiezza maggiore della suscettanza positiva del sistema dei due risuonatori (bibl. 17). Si ottengono così i valori del tempo di transito t_{x0} (da cui si ricavano i corrispondenti valori delle tensioni di alimentazione) entro cui la condizione suddetta è soddisfatta e quindi il sistema oscilla.

Le regolazioni di accordo e delle tensioni risultano in realtà molto critiche e il sistema oscilla solo in corrispondenza di ristretti campi di frequenza.

Per la sua maggiore semplicità e per il suo funzionamento meno critico, al clistron a due cavità, come oscillatore, viene preferito il clistron reflex.

([10]) Questa caratteristica dipende dall'accordo dei due risuonatori, dal loro accoppiamento, dalle loro perdite, dal carico ecc.; in casi semplici, riducendo i due risuonatori a circuiti isocroni con elementi in serie, la caratteristica diviene parabolica (bibl. 17).

B) Clistron reflex.

8. - Premesse.

La struttura del clistron reflex è stata già sommariamente illustrata nel paragrafo 2 (fig. 2). La figura 14 mostra in sezione uno di tali tubi in cui la cavità risonante è esterna ed è connessa alle griglie G_1 e G_2 attraverso due dischi che attraversano il bulbo di vetro a cui sono saldati. In tal modo la cavità può essere accordata su una gamma abbastanza estesa mediante la regolazione di un pistone come è schematicamente indicato nella figura 14. Più spesso però la cavità è interna e la regolazione è ottenuta variando la distanza fra le due griglie per deformazione elastica di una parete del tubo in modo analogo a quanto illustrato in figura 11.

FIG. 14.
Sezione schematica del clistron reflex WE 707A a cavità risonante esterna (segnata con linea sottile a titolo di esempio).

Come s'è già detto nel paragrafo 2, gli elettroni uscenti dal catodo K, convenientemente focalizzati dall'elettrodo L ed accelerati dalla differenza di potenziale V_0 (fig. 2) (la griglia G di fig. 14 serve a regolare l'intensità del flusso elettronico) attraversano la coppia di griglie $G_1\,G_2$ dove subiscono la modulazione di velocità; entrano poi nello spazio fra G_2 e l'elettrodo repulsore P; questo essendo portato ad un potenziale più

negativo del catodo, crea un campo frenante; perciò il moto degli elettroni, dopo essere stato rallentato, s'inverte di direzione. Nel percorso di andata e ritorno compiuto entro lo spazio fra G_2 e P, in seguito alla modulazione di velocità impressa da G_1 e G_2, gli elettroni si raggruppano; essi perciò attraversano nuovamente la coppia di griglie nel senso $G_2 G_1$ in pacchetti capaci di cedere energia alla cavità connessa a G_1 G_2 provocando così l'autoeccitazione.

Poichè il clistron reflex è raramente usato come oscillatore di potenza e trova invece più frequente applicazione come oscillatore locale nei radioricevitori, non sono richieste forti correnti, e le griglie, che dissipano gran parte della potenza, possono essere formate da fili sottili. L'elettrodo repulsore è generalmente concavo (fig. 14) per ottenere un effetto di focalizzazione degli elettroni verso il centro delle griglie.

9. - Raggruppamento degli elettroni modulati di velocità in un campo ritardatore.

Supponiamo che nello spazio compreso fra gli elettrodi G_2 e P, posti a distanza D, il potenziale diminuisca con legge lineare in funzione della distanza x misurata a partire da G_2, cioè che il gradiente di potenziale sia negativo, costante e pari a $-(V_0 + V_P)/D$. In tale ipotesi l'andamento del diagramma del potenziale in funzione della distanza è rappresentato in figura 15 e il moto degli elettroni nello spazio fra G_2 e P è identico a quello di un corpo pesante lanciato in alto e sottoposto all'accelerazione di gravità, supponendo trascurabile l'attrito dell'aria.

FIG. 15.
Distribuzione del potenziale fra gli elettrodi di un clistron reflex.

L'accelerazione $a = du/dt$ è negativa e proporzionale al gradiente di potenziale secondo il coefficiente e/m_0 che misura la carica specifica dell'elettrone; in un punto generico x compreso fra G_2 e P si ha quindi:

$$[23] \qquad a = \frac{du_x}{dt} = -\frac{e}{m_0}\,\frac{V_0 + V_P}{D} \;;$$

perciò, indicando con u la velocità di uscita degli elettroni da G_2, risulta:

$$u_x = \int a\,dt + u = u - \frac{e}{m_0}\,\frac{V_0 + V_P}{D}\,t\;; \tag{24}$$

$$x = \int u\,dt = ut - \frac{1}{2}\,\frac{e}{m_0}\,\frac{V_0 + V_P}{D}\,t^2\;. \tag{25}$$

Quindi l'accelerazione è costante e negativa, la velocità decresce uniformemente col tempo e la distanza percorsa dall'elettrone è funzione parabolica del tempo; allora se si tracciano i diagrammi «spazio-tempo» degli elettroni fra G_2 e P si otterranno, in luogo di rette (figg. 3 e 4), parabole rivolte verso il basso.

Supponendo che il potenziale acceleratore degli elettroni applicato fra catodo e G_1 sia V_0 e quello modulatore esistente fra G_1 e G_2 sia $-V \operatorname{sen} \omega t_0$ (la ragione del segno meno si vedrà fra poco), la velocità u di uscita degli elettroni da G_2 dipende dal potenziale totale:

$$V_0 - V \operatorname{sen} \omega t_0 = V_0 (1 - \alpha \operatorname{sen} \omega t_0)$$

ed è data dalla [2] o dalla [2'] con segno cambiato, cioè:

$$u = u_0 \sqrt{1 - \alpha \operatorname{sen} \omega t_0} = \backsim u_0 \left(1 - \frac{\alpha}{2} \operatorname{sen} \omega t_0\right) \tag{[26], [26']}$$

La [25] mostra che, al variare di u, l'andamento del diagramma «spazio-tempo» è rappresentato sempre dalla *stessa* parabola; ciò che varia al variare di u è infatti solo il primo termine della [25] cioè l'inclinazione iniziale e quindi la profondità del vertice entro lo spazio fra G_2 e P (fig. 16). Tale profondità massima di penetrazione dell'elettrone, che indicheremo con x_{max}, si trova facilmente perchè essa si raggiunge nell'istante in cui la velocità u_x, data dalla [24], si annulla. Ponendo quindi $u_x = 0$, ricavando dalla [24] il corrispondente valore del tempo e introducendolo nella [25] si ottiene:

$$x_{max} = \frac{1}{2}\,\frac{m_0}{e}\,\frac{D}{V_0 + V_P}\,u^2\;, \tag{27}$$

ossia, tenendo conto della [26]:

$$x_{max} = \frac{1}{2}\,\frac{m_0}{e}\,\frac{D}{V_0 + V_P}\,u_0^2 (1 - \alpha \operatorname{sen} \omega t_0)\;. \tag{27'}$$

Si noti che il tempo t_0 che compare in sen ωt_0 corrisponde all'istante in cui l'elettrone considerato attraversa la mezzaria fra G_1 e G_2 (se la distanza d fra le due griglie è sufficientemente piccola t_0 si può ritenere coincidente con l'istante di uscita degli elettroni da G_2) e può essere considerato come la variabile indipendente.

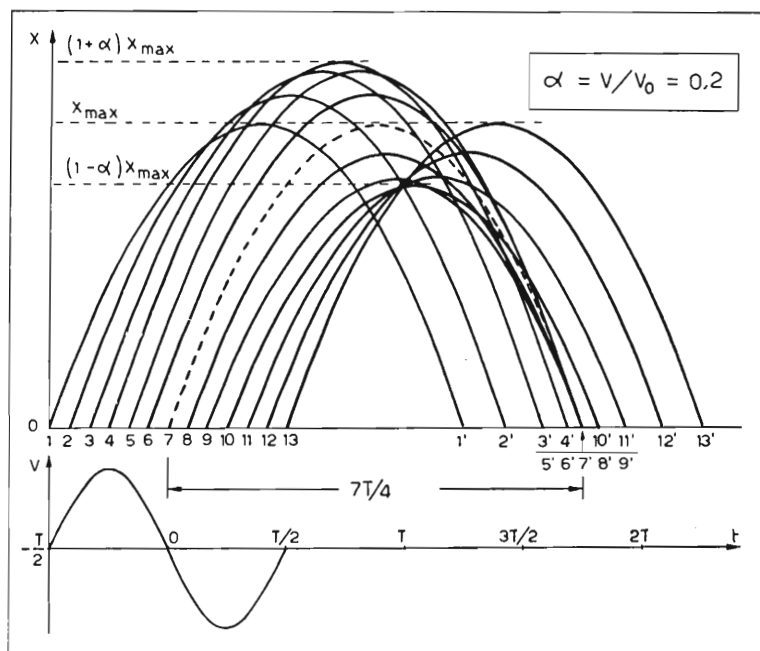



FIG. 16.

Diagramma « spazio-tempo » del viaggio degli elettroni fra la griglia G_2 e il repulsore P sotto l'azione del campo ritardatore; gli elettroni *più veloci* 5, 6, che partono *prima* dell'istante 0 di riferimento, penetrano più profondamente e vengono perciò *raggiunti* al loro ritorno fra le griglie, dagli elettroni 8, 9, più *lenti*, perchè questi, penetrando meno profondamente nello spazio G_2P, compiono un tragitto più breve.

La figura 16 rappresenta un esempio di diagramma « spazio-tempo » che illustra chiaramente il fenomeno di raggruppamento.

Una importante osservazione è la seguente: il raggruppamento avviene intorno a quegli elettroni che attraversano la coppia di griglie nell'istante in cui il potenziale modulatore *passa per lo zero mentre diminuisce* (traiettoria tratteggiata in fig. 16) contrariamente a quanto succede nel clistron a due coppie di griglie nel quale i pacchetti si formano attorno agli elettroni che attraversano la coppia di griglie modulatrici quando il potenziale passa per lo zero *mentre aumenta*. Ciò succede perchè quegli elettroni che

entrano nel campo ritardatore fra G_2 e P con *maggiore velocità* penetrano più profondamente e impiegano un *tempo più lungo* per ritornare fra le due griglie. In conseguenza gli elettroni più *lenti* ritorneranno prima e potranno *raggiungere* quelli più veloci.

Ecco perchè se si vuole assumere come istante di partenza $(t_0 = 0)$ quello in cui la tensione v fra G_2 e G_1 *passa per zero mentre diminuisce* occorre usare nell'espressione di v il *segno meno,* ciò pone:

$$v = - V \operatorname{sen} \omega t_0 \quad .$$

10. - Condizioni di massima utilizzazione dell'energia dei pacchetti di elettroni.

Per ottenere che i pacchetti di elettroni cedano energia alla cavità connessa alla coppia di griglie, occorre ovviamente che il campo esistente fra queste sia tale da opporsi al moto degli elettroni che, lungo il viaggio di ritorno, attraversano raggruppati G_2 e G_1; occorre cioè che G_2 sia positiva rispetto a G_1 . L'energia ceduta alla cavità sarà massima quando sarà massimo l'effetto frenante cioè quando il pacchetto attraversa la coppia di griglie nel momento in cui la tensione fra G_2 e G_1 è massima. Affinchè si verifichi tale condizione, come risulta dalla figura 17, occorre che la durata t_n delle traiettorie sia uguale ad un numero intero di periodi diminuito di un quarto di periodo; cioè:

$$t_n = (n - 1/4)\, T \; ; \qquad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{28}$$

La figura 16 è tracciata per $n = 2$ cioè $t_2 = 7T/4$; nella figura 17 sono disegnate le traiettorie degli elettroni che passano fra le griglie nell'istante $t_0 = 0$ cioè quando la tensione modulatrice è nulla e decrescente (attorno a tali elettroni si formano i pacchetti elettronici) per $n = 1$, $n = 2$ ed $n = 3$.

Un elettrone, che nel viaggio di andata attraversi la coppia di griglie nell'istante t_0, ritorna ad attraversarle in senso opposto nell'istante t dato dalla somma di t_0 più il tempo t_x impiegato durante il viaggio; quest'ultimo tempo si ricava osservando che lo spazio percorso è complessivamente nullo, cioè ponendo nella [25] $x = 0$, da cui, tenendo conto anche della [26'], si ha:

$$t_x = 2\,\frac{m_0}{e}\,\frac{D}{V_0 + V_P}\,u = 2\,\frac{m_0}{e}\,\frac{D}{V_0 + V_P}\,u_0 \left(1 - \frac{\alpha}{2} \operatorname{sen} \omega t_0\right) ,$$

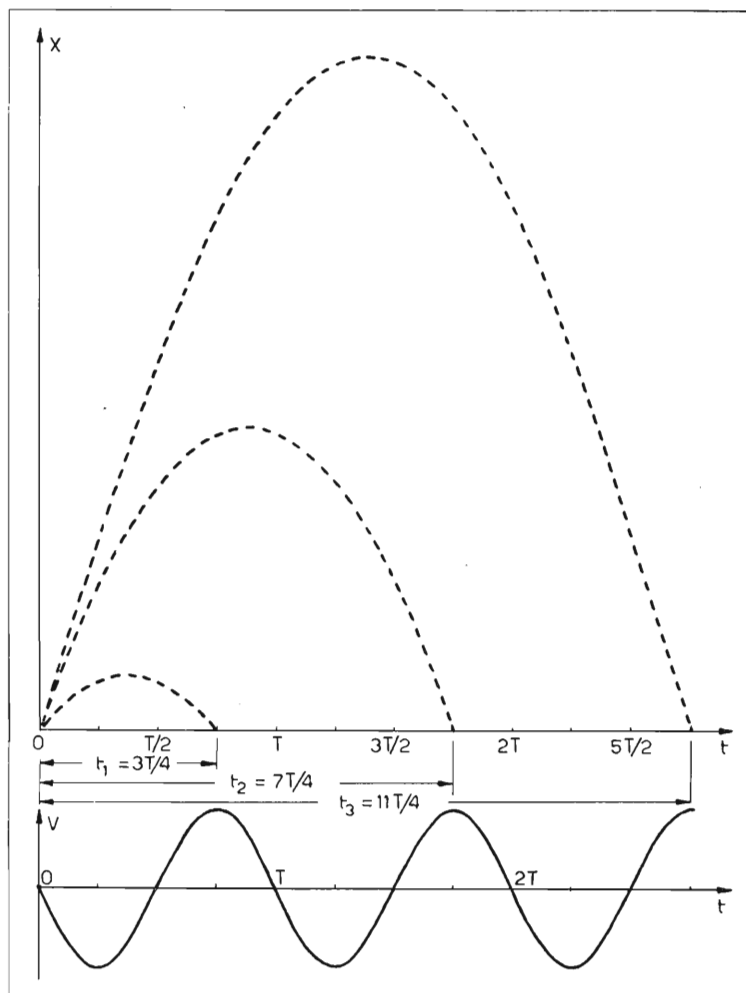



FIG. 17.
Diagramma «spazio-tempo» degli elettroni attorno ai quali si deve formare il raggruppamento onde ottenere la massima utilizzazione di energia; infatti il pacchetto di elettroni attraversa la coppia di griglie in direzione del catodo mentre la tensione fra esse è massima positiva ed esercita quindi la massima azione frenante. Le tre traiettorie corrispondono a tre diverse condizioni di lavoro del clistron.

ossia, ponendo:

[29] $$t_{x0} = 2\,\frac{m_0}{e}\,\frac{D}{V_0 + V_P}\,u_0\,, \quad = \text{tempo medio di viaggio o } \textit{tempo di raggruppamento};$$

[30] $$t_x = t_{x0}\left(1 - \frac{a}{2}\,\text{sen}\,\omega t_0\right) = \text{tempo di viaggio.}$$

Si osservi che t_x è l'intervallo di tempo fra i punti 1, 2, 3, ... e i corrispondenti punti 1', 2', 3', ... di figura 16 mentre t_{x0} è lo stesso intervallo per $t_0 = 0$ ossia l'intervallo fra i punti 7 e 7'. Il tempo totale t a partire dall'istante 0 è allora:

$$t = t_0 + t_x = t_0 + t_{x0}\left(1 - \frac{a}{2}\ \text{sen}\ \omega t_0\right). \qquad [31]$$

Se si vuole che per $t_0 = 0$ (elettroni attorno ai quali si formano i pacchetti) la durata del percorso risulti pari a t_n (dato dalla [28]) in modo che i pacchetti riattraversino le griglie nell'istante in cui la tensione fra esse è massima (fig. 17), occorre porre nella [31] $t_0 = 0$ ed uguagliarla alla [28]; si ottiene:

$$t_n = t_{x0} = 2\frac{m_0}{e}\frac{D}{V_0 + V_P}u_0 = (n - 1/4)\,T\ . \qquad [32]$$

Per rendere soddisfatta quest'ultima relazione occorre regolare convenientemente V_0 (che agisce anche su u_0) e/o V_P.

11. - Componente fondamentale del fascio elettronico.

La [31] è analoga alla [4'']; si può quindi tradurre in un diagramma del tutto simile a quello di figura 5 riportato in figura 18 per $t_{x0} = t_n$ con $n = 2$. Esso mostra, come precedentemente, che, per $k = 0$ $(V = 0)$ l'istante t di ritorno degli elettroni fra G_2 e G_1 è funzione lineare dell'istante t_0 di passaggio fra G_1 e G_2; invece se la tensione modulatrice sinusoidale non è nulla $(k > 0)$ l'istante di ritorno t, in funzione di t_0, è rappresentato da una curva ottenuta sovrapponendo una sinusoide alla retta precedente, come risulta dalla [31].

La tangente alla curva si ottiene derivando la [31] che fornisce:

$$\frac{dt}{dt_0} = 1 - \pi a\,\frac{t_{x0}}{T}\ \cos\omega t_0 = 1 - k\cos\omega t_0 \qquad [33]$$

dove si è posto:

$$k = \pi a\,\frac{t_{x0}}{T} = \textit{parametro di raggruppamento}. \qquad [34]$$

Si osservi che la [33] è analoga alla [5].

Allorchè la derivata [33] ha valore nullo vuol dire che elettroni che

passano fra le griglie in istanti diversi entro un certo intervallo ritornano fra esse nello stesso istante formando così un addensamento teoricamente infinito. Ponendo $\frac{dt}{dt_0} = 0$ per $t = t_0$ si ha $k = 1$ e il massimo infinito si ottiene nell'istante t dato dalla [31] per $t_0 = 0$ cioè $t = t_{x0}$. Per $k < 1$ si ottiene, nello stesso istante un massimo non infinito; per $k > 1$ si ottengono due massimi infiniti: uno di essi precede, l'altro segue l'istante t_{x0} (fig. 18).

L'andamento della corrente i che, nel viaggio di ritorno degli elettroni, riattraversa la coppia di griglie, riferita alla corrente media I_0, è ancora del tutto simile a quello rappresentato in figura 6. Qui però le tre curve riportate nella figura 6 per i tre valori della distanza x', x_f, x'', corrispondono invece a tre valori k', k_f e k'' del parametro k tali che sia $k' < k_f = 1 < k''$.

FIG. 18.

Andamento dell'istante t di ritorno degli elettroni fra le due griglie in funzione dell'istante di partenza t_0 per diversi valori del parametro di raggruppamento k.

Anche qui, come precedentemente (e come in un amplificatore di classe C) l'energia raccolta dalla cavità dipende dalla componente i_1 relativa alla frequenza fondamentale (su cui è accordata la cavità) della corrente i. L'ampiezza I_1 di tale componente è data ancora dalla [8], cioè:

$$I_1 = 2 I_0 J_1(k) \qquad [8]$$

in cui: $I_0 =$ corrente media del fascio elettronico di ritorno (esclusi quindi gli elettroni captati dalle griglie, sia all'andata, sia al ritorno)

$$k = \pi a t_{x0}/T \;;$$

$$a = \frac{V}{V_0} = \frac{kT}{\pi t_{x0}} = \frac{k}{\pi(n - 1/4)} \;; \qquad [35]$$

$J_1(k) =$ funzione di Bessel di prima specie, ordine 1 e argomento k.

12. - Ammettenza propria del fascio elettronico.

La fase della corrente I_1 rispetto alla tensione V dipende dal tempo medio di viaggio t_{x0} (impiegato dagli elettroni intorno ai quali si formano

i pacchetti a compiere il viaggio di andata e ritorno). Si è già dimostrato (vedi fig. 17) che se tale intervallo di tempo soddisfa alla [32] la I_1 risulta in opposizione di fase con V. Se invece $t_{x0} \neq t_n$ in generale I_1 si potrà scrivere sotto la forma

[36] $$I_1 = 2I_0 J_1(k) \, (\operatorname{sen} \omega t_{x0} + j \cos \omega t_{x0}) \; ;$$

si osservi infatti che per $t_{x0} = t_n = (n - 1/4)T$ si ha $\operatorname{sen} \omega t_{x0} = -1$ (opposizione di fase) e $\cos \omega t_{x0} = 0$.

Il rapporto $Y_1 = I_1/V$ si può chiamare *ammettenza propria del fascio elettronico* sulla frequenza fondamentale di accordo della cavità. Poichè, tenendo conto della [35], si ha:

$$V = aV_0 = \frac{k}{\pi} \, \frac{T}{t_{x0}} \, V_0$$

risulta:

$$Y_1 = \frac{I_1}{V} = 2\pi \, \frac{I_0}{V_0} \cdot \frac{t_{x0}}{T} \, \frac{J_1(k)}{k} \, (\operatorname{sen} \omega t_{x0} + j \cos \omega t_{x0}) \; .$$

Ponendo:

$G_0 = I_0/V_0 = 1/R_0 =$ *conduttanza statica del fascio elettronico;*
$\theta_{x0} = 2\pi t_{x0}/T =$ *durata media del viaggio degli elettroni in radianti* che chiameremo *angolo di transito medio;*

si ha:

[37] $$Y_1 = \theta_{x0} G_0 \, \frac{J_1(k)}{k} \, (\operatorname{sen} \theta_{x0} + j \cos \theta_{x0}) \; ,$$

che si può scrivere:

[37′] $$Y_1 = G_1 + jB_1 \; ,$$

dove:

[38] $$G_1 = \theta_{x0} G_0 \, \frac{J_1(k)}{k} \operatorname{sen} \theta_{x0}$$ *conduttanza dinamica del fascio* ;

[39] $$B_1 = \theta_{x0} G_0 \, \frac{J_1(k)}{k} \cos \theta_{x0}$$ *suscettanza dinamica del fascio* .

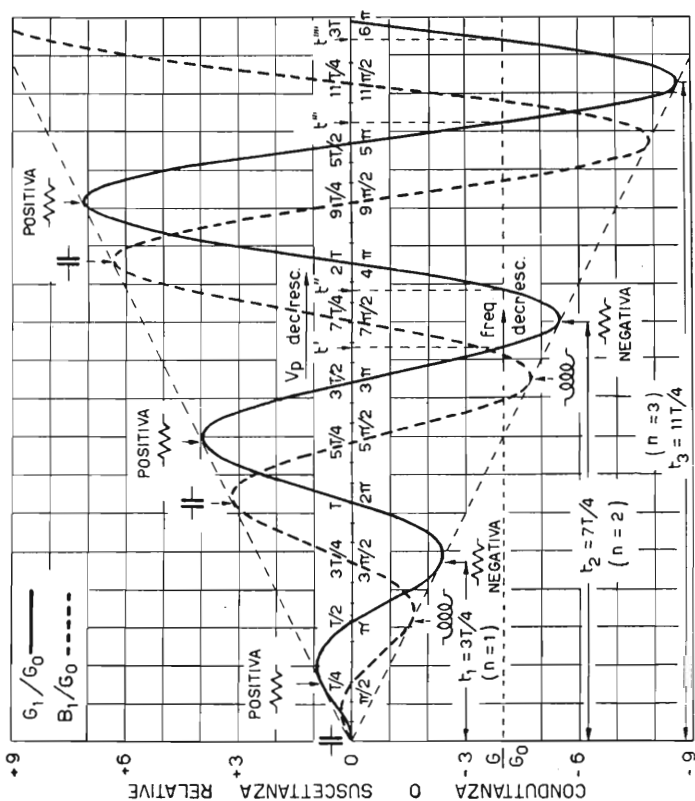



Fig. 19.

Diagramma della conduttanza dinamica (linea continua) e della suscettanza dinamica (linea a tratti) del fascio elettronico in funzione del tempo (o dell'angolo) di transito degli elettroni.

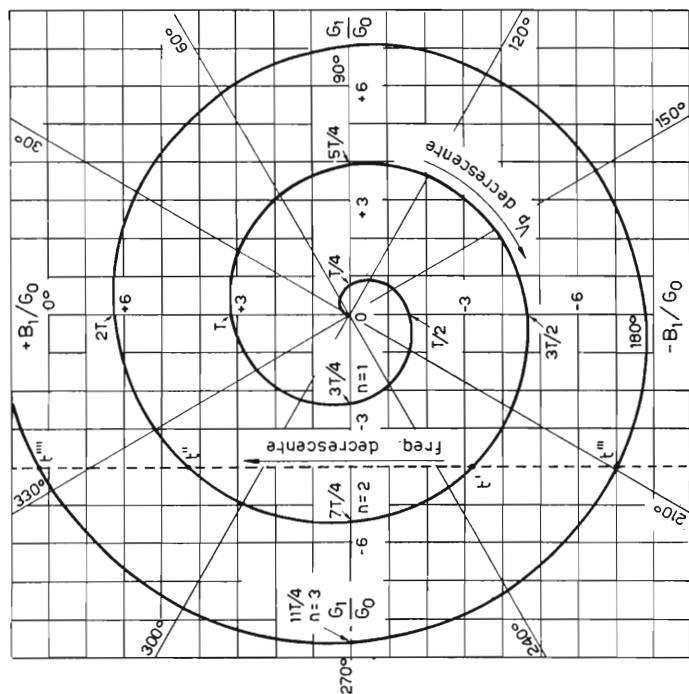



Fig. 20.

Spirale della ammettenza del fascio elettronico; essa rappresenta, nel piano complesso (ascissa = conduttanze, ordinate = scuscettanze) il luogo delle estremità del vettore dell'ammettenza Y_1, avente origine in 0.

Se si suppone che la tensione V, che si localizza fra la coppia di griglie, sia nulla, si ha:

[40] $$k = 0 \quad \text{quindi} \quad J_1(k)/k = 0{,}5 \ (^{11}) .$$

Di conseguenza le [37], [38], [39] si possono rappresentare come nelle figure 19, 20 e 21. In figura 19 sono portate, rispettivamente con linea continua e con linea tratteggiata, la [38] e la [39]; la spirale di Archimede della figura 20 è il luogo delle estremità del vettore, avente origine in 0, che rappresenta Y_1, dato dalla [37]; ad ogni punto della spirale corrisponde un valore del tempo medio di viaggio t_{x0}, crescente in senso orario.

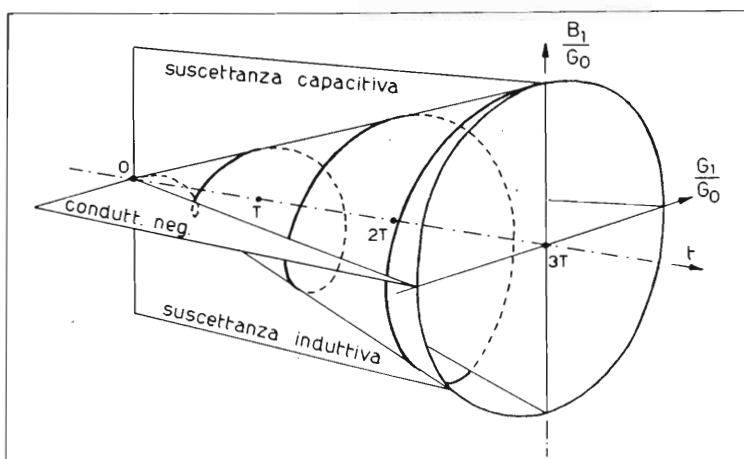



FIG. 21.

La stessa spirale di figura 20 è qui rappresentata prospetticamente in un sistema di tre assi cartesiani ortogonali: conduttanze - scuscettenze - tempi.

La figura 21 è una rappresentazione prospettica della funzione [37]; le curve della figura 19 si ottengono proiettando la spirale di figura 21 rispettivamente sul piano orizzontale delle conduttanze (curva continua di fig. 19) o su quello verticale delle suscettanze (curva tratteggiata di fig. 19); infine la spirale di figura 20 si ottiene proiettando quella di figura 21 su un piano ortogonale all'asse dei tempi.

(11) Vedi rapporto fra ordinate ed ascisse della tangente nell'origine alla curva J_1 di figura 13.

13. - Condizioni di innesco.

Le figure 19, 20 e 21 mettono in evidenza che l'ammettenza Y_1 del fascio elettronico assume, al variare di t_{x0} (cioè della tensione acceleratrice V_0 e di quella ritardatrice V_P - vedi [29]) alternativamente natura capacitiva, ohmica, induttiva e ohmica-negativa. Quest'ultima natura significa ovviamente che il tubo è in grado di compensare l'energia dissipata da un circuito esterno e, quando la compensazione è completa, cioè quando la conduttanza negativa del fascio è superiore a quella positiva (di perdita) del circuito esterno, il sistema entra in regime di oscillazioni spontanee cioè diviene generatore.

Si noti che quando il tubo oscilla fra la coppia di griglie G_1 G_2 si manifesta una tensione oscillatoria V; perciò non è più verificata la [40] ma si ha invece:

$$[40'] \qquad k > 0 \quad \text{quindi} \quad J_1(k)/k < 0{,}5 \text{ (12)} ;$$

perciò nella figura 19 le rette tangenti alle curve nei punti di massimo e di minimo, in luogo di avere un'inclinazione rispettivamente di 0,5 e di —0,5, hanno inclinazione minore. Analogamente la spirale di Archimede di figura 20 risulta più chiusa e il cono di figura 21 presenta un angolo di apertura più piccolo.

Ciò significa che inizialmente la conduttanza negativa G_1 del fascio elettronico è massima; se essa è maggiore della conduttanza positiva G del circuito risonante esterno (cavità) ha luogo l'innesco delle oscillazioni. Al crescere dell'ampiezza di queste, cioè della tensione V fra le griglie G_1 G_2, la spirale di figura 20 o 21, come s'è detto, si chiude, cioè G_1 diminuisce fino a raggiungere la *condizione di persistenza* $G + G_1 = 0$. In tali condizioni l'*innesco è reversibile* cioè, variando per esempio V_P in un senso, si ottiene l'innesco delle oscillazioni per lo stesso potenziale per il quale, variando V_P in senso opposto, si ottiene il disinnesco.

Si possono anche manifestare condizioni in cui inizialmente G_1 non assume il suo valore massimo. Ciò può dipendere per esempio dal fatto che una parte degli elettroni, effettuando moti pendolari rispetto alle due griglie G_1 G_2, possono attraversarle in direzione del catodo invece di una,

---

(12) Vedi nota (11).

più volte, determinando così variazioni non reversibili dell'ammettenza del fascio elettronico (*isteresi elettronica* v. bibl. 14). In tal caso, analogamente a quanto succede per es. in un oscillatore di classe C con polarizzazione fissa o semifissa, l'*innesco non è reversibile.*

Dalle figure 19 e 20 si vede che i massimi di conduttanza negativa si ottengono negli istanti $3T/4$, $7T/4$, $11T/4$ .... (vedi anche fig. 17) e che in tali istanti risulta:

$n =$ $t =$	1 $3T/4$	2 $7T/4$	3 $11T/4$	. . . . .
$-\dfrac{G_1}{G_0} =$	$\dfrac{3\pi}{4} = 2{,}36$	$\dfrac{7\pi}{4} = 5{,}5$	$\dfrac{11\pi}{4} = 8{,}64$	. . . . .

Perciò, se per esempio un sistema risonante (cavità) connesso fra le due griglie di un clistron reflex ha una conduttanza positiva di perdita $G = 4G_0$, il sistema non può oscillare se il tempo medio di transito è pari a $3T/4$ perchè in tali condizioni la conduttanza negativa $-G_1 = 2{,}36\, G_0$ non riesce a superare quella G del sistema risonante; se invece, regolando le tensioni V_0 e V_P, si fa in modo che il tempo di transito sia dell'ordine di $7T/4$, il clistron oscillerà perchè $-G_1 = 5{,}5\, G_0$ supera $G = 4\, G_0$. Talora, specialmente per le frequenze molto elevate, l'innesco si ottiene solo per valori di n abbastanza grandi (4, 5 o più).

Le oscillazioni si manterranno entro un intervallo di t (dipendente da V_0 e V_P) compreso fra i tempi t' e t'' $(n = 2)$ indicati in figura 19 e 20.

In generale la condizione di persistenza è caratterizzata non solo dall'annullamento della conduttanza totale ma anche dall'annullamento della suscettanza totale (risonanza), cioè:

$$[41] \qquad G + G_1 = 0\ ; \qquad B + B_1 = 0 \quad \text{cioè} \quad Y + Y_1 = 0$$

dove: G, B, Y sono relative al circuito risonante e
G_1, B_1, Y_1 al fascio elettronico del clistron.

Se il circuito risonante si può rappresentare mediante il parallelo di una resistenza, una induttanza e una capacità, la sua ammettenza Y è rappresentata, sul piano complesso di figura 20, da una retta verticale di ascissa G positiva. Supponiamo allora che la retta che interseca la spirale nei punti t', t'', t''', t'''' rappresenti l'ammettenza del circuito esterno cam-

biata di segno, cioè $-Y$; lungo questa retta le frequenze *decrescono verso l'alto* ([13]).

Supponiamo ora che tutti i parametri del circuito risonante e del tubo rimangano costanti eccettuata la tensione V_P dell'elettrodo repulsore che immaginiamo di regolare, da valori molto negativi, verso lo zero. Il tempo medio di transito degli elettroni, da valori molto piccoli (piccola profondità di penetrazione degli elettroni nello spazio ritardatore) andrà crescendo, cioè partendo da un punto prossimo all'origine 0, la spirale di figura 20 verrà percorsa in senso orario. Superato il punto $T/2$ e fino al punto T l'ammettenza del fascio Y_1 ha una componente di conduttanza negativa, mai però sufficiente a compensare la conduttanza positiva del circuito risonante. Continuando a diminuire V_P, cioè a percorrere la spirale, si giunge al punto t' (corrispondente ad $n=2$ ed al valore V_P) in cui, raggiungendosi una conduttanza negativa del fascio uguale a quella positiva del circuito, si ha l'innesco: una ulteriore diminuzione di V_P sposta ora il punto di funzionamento lungo la retta $t'\,t''$; infatti manifestandosi fra le griglie G_1 G_2 una tensione oscillatoria non è più valida la [40] bensì la [40'] per cui i punti lungo la retta fra t' e t'' si possono anche immaginare come appartenenti a spirali via via più strette mano a mano che, al crescere di V, cresce k. Fra t' e t'' la frequenza diminuisce; in t'' si ha il disinnesco. Continuando ancora a diminuire V_P si avrà un nuovo innesco in t''' e un nuovo disinnesco in t'''' $(n=3)$.

14. - Potenza utile; rendimento.

Per la potenza utile P_u che si localizza sulla ammettenza Y offerta dalla cavità, per la potenza P_0 spesa per imprimere al fascio elettronico di intensità I_0 (che non comprende gli elettroni captati dalle griglie) la velocità u_0 e per il rendimento $\eta = P_u/P_0$, valgono nuovamente le relazioni [10], [11] e [12], dove però V_u coincide con V, per cui si ha:

$$P_u = I_0\, J_1(k)\, V\ ; \qquad [42]$$

$$P_0 = I_0\, V_0\ ; \qquad [43]$$

$$\eta = J_1(k)\, V/V_0 = J_1(k)\,\alpha = \frac{k J_1(k)}{\pi\,(n-1/4)}\,. \qquad [44]$$

([13]) Si ha infatti: $Y = G + j\omega C - j\,\dfrac{1}{\omega L}$; $\quad -Y = -G - j\omega C + j\,\dfrac{1}{\omega L}$ quindi al diminuire di ω diminuisce il termine negativo e cresce quello positivo cioè il punto di funzionamento si sposta verso l'alto lungo la retta che rappresenta $-Y$.

Il modulo della ammettenza Y della cavità risonante, quando il clistron oscilla in condizioni di regime è uguale al modulo della ammettenza Y_1 del fascio elettronico. Perciò dalla [37] si ha:

$$|Y| = \theta_{x0} G_0 \frac{J_1(k)}{k} = 2\pi (n - 1/4)\, G_0 \frac{J_1(k)}{k} \quad [45]$$

Osservando le formule [8] e [35] del § 11 e [42], [44] e [45] si vede che, fissato V_0, le grandezze I_1, α, P_u, η e Y dipendono da k = parametro di raggruppamento e da n i quali, a loro volta, dipendono dalla tensione negativa V_P del repulsore. Più precisamente risulta:

$$I_1 \equiv J_1(k) \ ,$$

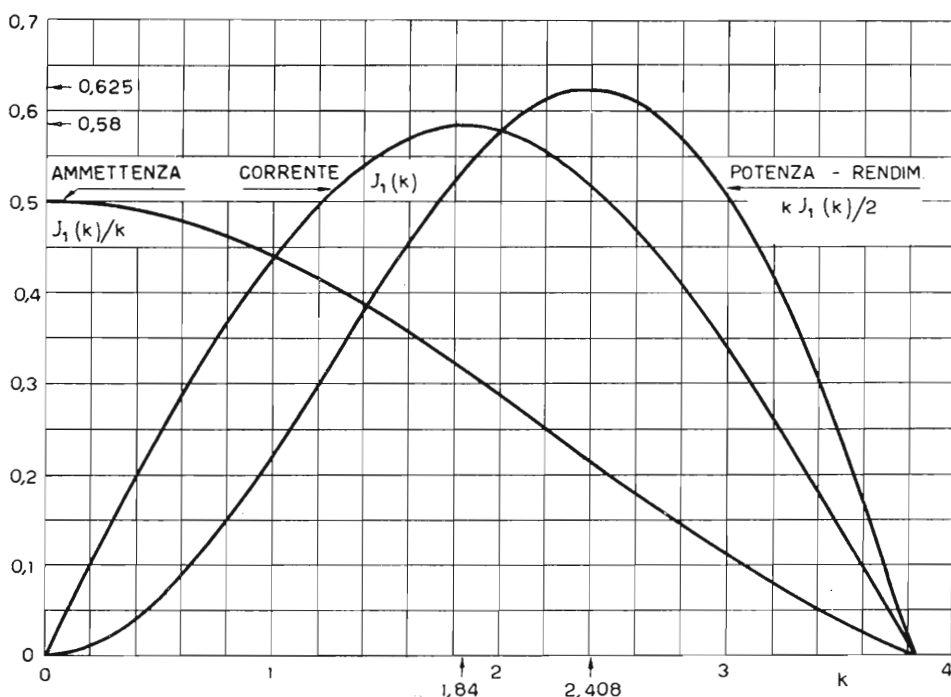



FIG. 22.

Andamento, in funzione di k (che dipende da V_P) delle funzioni $J_1(k)$, $kJ_1(k)/2$ e $J_1(k)/k$ proporzionali rispettivamente alla componente di prima armonica della corrente nel tubo, alla potenza utile e al rendimento, ed infine all'ammettenza che deve presentare la cavità risonante.

e per un dato n:

$$\alpha \equiv k \; ; \qquad P_u \equiv \eta \equiv k\, J_1(k) \; ; \qquad Y \equiv J_1(k)/k \quad .$$

Nel grafico di figura 22 sono portate le funzioni: $J_1(k)$, $kJ_1(k)/2$ e $J_1(k)/k$ che indicano rispettivamente l'andamento della corrente, della potenza utile e del rendimento, ed infine del modulo dell'ammettenza della cavità risonante. Come s'è già visto la corrente è massima per $k = 1{,}84$; invece la potenza e il rendimento assumono il loro valore massimo per $k = 2{,}408$.

La tabella III che segue riporta i valori di α, η ed il reciproco di Y/G_0 ossia Z/R_0, sia per $k = 1{,}84$, sia per $k = 2{,}408$ e per diversi valori di n.

TABELLA III

	corrente massima $k = 1{,}84$; $J_1 = 0{,}58$; $I_1 = 1{,}16\, I_0$			potenza e rendimento massimi $k = 2{,}408$; $J_1 = 0{,}518$; $I_1 = 1{,}035\, I_0$		
n	α	η	Z/R_0	α	η	Z/R_0
1	0,782	0,454	0,673	1,023	0,529	0,988
2	0,335	0,194	0,289	0,438	0,227	0,423
3	0,213	0,123	0,184	0,279	0,1444	0,27
n	$\frac{0{,}586}{n - 0{,}25}$	$\frac{0{,}340}{n - 0{,}25}$	$\frac{0{,}505}{n - 0{,}25}$	$\frac{0{,}767}{n - 0{,}25}$	$\frac{0{,}397}{n - 0{,}25}$	$\frac{0{,}741}{n - 0{,}25}$

Naturalmente i valori sopra riportati hanno valore teorico e per α ed ancor più per η, sono notevolmente superiori a quelli riscontrati in pratica per le stesse ragioni già elencate trattando del clistron a due cavità (§ 5) e cioè:

1) si sono trascurati gli effetti della carica spaziale;

2) una parte molto notevole del flusso elettronico viene catturata dalle griglie cosicchè la corrente I_k emessa dal catodo è molto maggiore della parte utile I_0;

3) non si è tenuto conto della distanza d fra le griglie;

4) si è supposto che la profondità di modulazione α fosse piccola.

Quest'ultima condizione non è soddisfatta specialmente per piccoli valori di n e per $n = 1$ e $k = 2{,}408$ si trova addirittura $\alpha > 1$ il che determinerebbe negli istanti in cui V è negativa una repulsione degli elettroni ancora prima che essi raggiungano G_1. In sostanza i valori ricavati sono via via più precisi al crescere dell'ordine n. Per $n = 3$ i rendimenti ottenibili sono circa la quarta parte di quelli sopra indicati.

15. - Stabilità di frequenza.

Come si è visto nel paragrafo precedente, al diminuire di V_P, quando il tubo oscilla, il punto di funzionamento si sposta lungo la retta di figura 20, che rappresenta l'impedenza di carico, cambiata di segno, per esempio da t' a t'', mentre la frequenza contemporaneamente diminuisce (vedi nota 13):

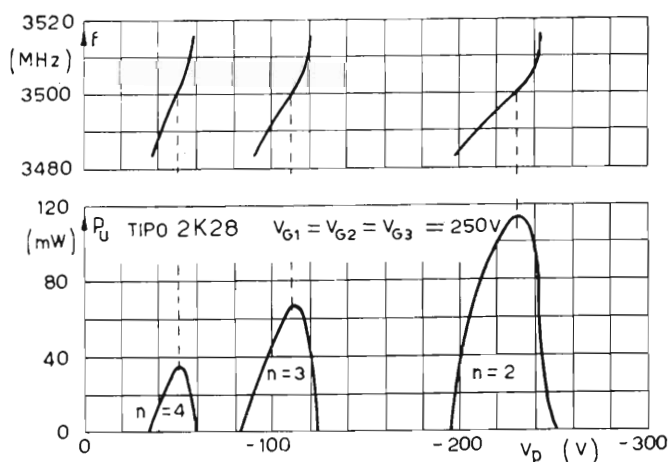



FIG. 23.
Andamento della potenza generata (in basso) e della frequenza (in alto) al variare della tensione negativa V_P del repulsore.

Si ottiene il massimo di potenza in corrispondenza della frequenza di risonanza della cavità che, nella figura 20, si ha all'intersezione del segmento $t' t''$ ($n = 2$) con l'asse delle ascisse (se si considera $n = 3$ il segmento percorso dal punto di funzionamento è $t''' t''''$ e il punto di funzionamento in risonanza è ovviamente lo stesso).

La figura 23 (bibl. 17) illustra tale comportamento sia per quanto

riguarda le variazioni di frequenza (parte superiore), sia per quanto si riferisce alla potenza generata (parte inferiore) per diversi valori di n e per il tubo 2K28.

Al diminuire di G, cioè al crescere del fattore di qualità

$$Q = \omega C/G = 1/(\omega LG)$$

della cavità, la retta $t' t''$ della figura 20 si sposta verso destra.

L'innesco è possibile solo per G minore del valore G_{max} che si ha in corrispondenza dell'intersezione della spirale con l'asse delle ascisse $\left(\text{per } n = 2,\ G_{max} = = 7\pi G_0/4 = 5{,}5 G_0;\ Q_{min} = \frac{\omega C}{5{,}5 G_0}\right)$.

A partire da G_{max}, via via che G diminuisce, aumenta la distanza fra i punti t' e t'' e quindi l'intervallo di frequenza entro il quale il tubo oscilla.

Fig. 24.
Potenza di uscita (in basso) e frequenza (in alto) al variare di V_P per diversi valori del fattore di merito complessivo della cavità.

Vi è poi un valore particolare di G e quindi di Q (che indicheremo con Q_M) per il quale risulta $k = 2{,}408$ e per il quale si ottengono perciò (fig. 24) *potenza e rendimento massimi* [14]. Per valori di Q ancora più grandi la potenza e il rendimento diminuiscono mentre l'*intervallo di frequenza e quello di tensione del repulsore entro il quale il tubo funziona, continuano ad ingrandirsi.*

La figura 24 mostra l'andamento sopra illustrato della potenza e della frequenza al variare del potenziale V_P del repulsore, per un dato n e per

---

[14] Per ricavare tali valori di G e quindi di Q_M basta risolvere la [38] per $k = 2{,}408$ e per $\theta_{x0} = 2\pi(n - 1/4)$ e porre $G = G_1$.

Si ha: $\text{sen}\,\theta_{x0} = 1$; $J_1(k)/k = 0{,}214$ quindi:

$$G = 0{,}214\,\theta_{x0}\,G_0 = 0{,}214 \cdot 2\pi(n - 1/4)\,G_0\,;$$

per $n = 2$ risulta: $G = 2{,}355\,G_0$ e $Q_M = 0{,}425\,\omega C/G_0$.

tre valori di Q e cioè $Q_1 < Q_M < Q_2$; per es. $Q_1 = 50$, $Q_M = 100$, $Q_2 = 200$. La regolazione della frequenza ottenuta variando V_P si chiama *accordo elettronico*.

Il tempo di transito medio degli elettroni nello spazio di raggruppamento dipende, secondo la [32], dalle tensioni V_P e V_0 (fig. 2). Al variare di tali tensioni varia cioè t_{x0} e quindi la frequenza delle oscillazioni prodotte. Poichè le tensioni V_P e V_0 vengono generalmente ottenute raddrizzando la tensione di rete, cioè provengono dalla stessa sorgente, si può ritenere che esse variano proporzionalmente. In tal caso la variazione relativa di frequenza in funzione di quella della tensione di alimentazione V_0 è data da (bibl. 17):

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\pi}{2Q} \frac{t_{x0}}{T} \frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\pi}{2Q} (n - 1/4) \frac{\Delta V_0}{V_0} \,. \tag{46}$$

Per evitare le variazioni, relativamente grandi, che così si ottengono e che possono costituire in certi casi un serio inconveniente, si usano tensioni di alimentazione stabilizzate. Se poi il tubo è usato come oscillatore di conversione in un ricevitore si può ottenere la regolazione automatica di frequenza, agendo sulla tensione del repulsore. È così possibile mantenere il ricevitore in accordo col trasmettitore anche se la frequenza di quest'ultimo non è molto stabile.

Altre volte la dipendenza della frequenza dal potenziale del repulsore può essere sfruttata per ottenere agevolmente una modulazione di frequenza applicando la tensione modulante in serie con quella di alimentazione del repulsore. Per evitare che la modulazione di frequenza così ottenuta sia accompagnata da una accentuata modulazione di ampiezza occorre che il funzionamento avvenga esattamente in risonanza; è altresì opportuno che il fattore di merito Q sia superiore a Q_M così da ottenere un andamento piatto della curva di potenza al variare di V_P (vedi fig. 24).

Occorre ricordare che, per i fenomeni di isteresi del fascio elettronico brevemente accennati nel paragrafo 13, le curve reali della potenza generata in funzione di V_P non hanno l'andamento teorico illustrato in figura 24 ma presentano deformazioni più o meno accentuate come è indicato in figura 23 o addirittura discontinuità dovute alla irreversibilità dell'innesco secondochè il potenziale V_P è crescente o decrescente. Si cerca di ridurre al minimo tali fenomeni di irreversibilità assegnando agli elettrodi del tubo una struttura tale da evitare passaggi multipli degli elettroni fra le griglie di comando come è illustrato dalla sezione del clistron W.E. 2K29 riportata nella figura 25 (v. anche fig. 28).

Il diagramma inferiore delle figure 23 e 24 può essere ottenuto sullo

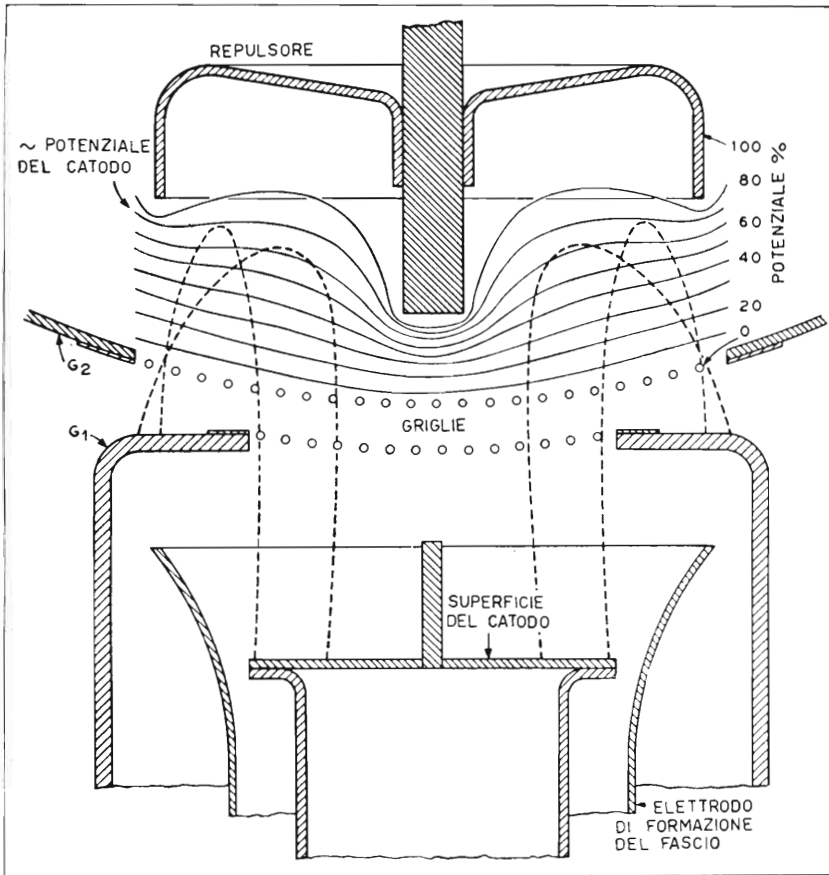



FIG. 25.
Sezione ingrandita dell'«ottica elettronica» usata in vari tubi della Bell Telephone e della Western Electric (p. es. 2K29) per eliminare l'isteresi dovuta ai passaggi multipli degli elettroni fra le griglie. Le linee equipotenziali sono state determinate mediante un modello elettrolitico; le traiettorie degli elettroni sono state ricavate dalle linee equipotenziali. Si vede che gli elettroni ricadono sulla cornice della prima griglia. La spina centrale del catodo serve per evitare l'emissione della sua parte centrale giacchè i relativi elettroni ritornerebbero nella zona centrale delle griglie (bibl. 14).

schermo di un oscillografo catodico. Basta applicare al repulsore del clistron reflex una tensione alternativa che venga usata anche come tensione di spazzolamento per le deviazioni orizzontali dell'oscillografo; per le deviazioni verticali verrà usata la tensione ottenuta raddrizzando, mediante un adatto cristallo, le tensioni a R.F. generate dal clistron.

Finora si sono considerate le variazioni di frequenza che si manifestano intorno alla frequenza di risonanza propria della cavità supposta

fissa. Consideriamo ora brevemente le variazioni della frequenza propria della cavità.

Un dato clistron consente variazioni della frequenza propria della cavità risonante entro un campo percentualmente non molto esteso che, generalmente non supera il $\pm 30\%$ della frequenza centrale; perciò per ogni banda di frequenze occorre usare un adatto clistron, progettato per quella banda.

Il *limite inferiore* di frequenza delle oscillazioni generate dipende dalla distanza D dell'elettrodo repulsore che determina il massimo « tempo di raggruppamento » t_{x0} (legato dalla [32] alla distanza D e al periodo T) che può essere ottenuto senza che gli elettroni colpiscano il repulsore.

Il *limite superiore* della frequenza dipende dal tempo di transito degli elettroni fra le griglie G_1 G_2; quando esso diviene confrontabile col periodo si riduce la componente utile della corrente secondo il fattore A decrescente al crescere della frequenza (v. nota 7 § 4); secondo lo stesso fattore cresce V per cui l'ammettenza risulta moltiplicata per il fattore $A^2 < 1$ e può così diventare insufficiente a compensare le perdite del sistema risonante le quali, a loro volta, crescono al crescere della frequenza.

FIG. 26.
Funzionamento del tubo 2K25 per vari modi ($n = 7, 8, 9, 10$) ottenuti variando V_P e per diverse frequenze di accordo della cavità fra 8500 e 9660 MHz ottenute con la regolazione meccanica indicata nelle figure 28 e 29. Δf rappresenta la larghezza in MHz dell'accordo elettronico ottenibile variando V_P finchè, da una parte e dall'altra di ciascun modo, la potenza si riduce a metà.

La figura 26 (bibliogr. 14) illustra il comportamento del clistron 2K25 (vedi fig. 28) per diversi valori della frequenza di lavoro, il cui valore è variato cambiando la frequenza di accordo della cavità come si vedrà più avanti. Si noterà che non sono indicati i modi di oscillazione per n minore di 7. Per valori di n da 1 a 3 o a 4 la sola conduttanza che rappresenta le perdite della cavità risonante supera la conduttanza elettronica del tubo.

Per $n = 5$ e 6 la conduttanza totale, cioè quella del carico accoppiato più quella di perdita suddetta, supera la conduttanza elettronica.

Nella seconda riga è indicata la larghezza di banda Δf in MHz corrispondente alla riduzione, da una parte e dall'altra di ciascuno dei diagrammi corrispondenti ai diversi valori di n, della *potenza a metà* (corrente o tensione a 0,707). Si nota che, mentre la potenza disponibile decresce, la banda Δf di *accordo elettronico* (ottenuto variando V_P) cresce col crescere di n.

16. - Modi d'interferenza. - Disinneschi.

Varie sono le cause che possono determinare nei clistron reflex e specialmente in quelli con cavità esterna, oscillazioni spurie, salti di frequenza, disinneschi su particolari frequenze (blind-spots = macchie ceche), irreversibilità dell'innesco, ecc.

Si è già accennato a quest'ultimo inconveniente la cui causa principale si deve ricercare nel fenomeno chiamato di isteresi del fascio elettronico e dovuto ai passaggi multipli degli elettroni fra le griglie in direzione del catodo in seguito ai moti pendolari compiuti dagli elettroni stessi rispetto ad esse. Accenneremo ora a qualche altro inconveniente.

Si possono manifestare condizioni di innesco su frequenze diverse corrispondenti a «modi» diversi di oscillazione del risuonatore e a valori diversi di n; in tal caso il valore della frequenza delle oscillazioni che effettivamente si stabiliscono dipende da varie circostanze quali il senso di regolazione di V_P, oltre che il suo valore, il valore del carico ecc. Si possono in tal caso avere improvvisi salti di frequenza dall'uno all'altro valore anche per regolazioni molto piccole o per cause accidentali.

Inoltre i clistron a larga banda presentano spesso piccole zone di frequenza, entro la banda, per le quali il tubo non oscilla, chiamate «*zone*» o «*macchie ceche*» (blind-spots). Generalmente tali zone sono causate da una riduzione della impedenza del risuonatore dovuta a qualche risonanza del circuito su cui esso lavora. Le possibilità di tali *risonanze spurie* dovute ai circuiti accoppiati alla cavità sono numerose. Molte fra queste possono essere eliminate con un appropriato progetto, altre invece non possono essere eliminate solamente mediante la scelta del sistema risonante e dei circuiti ad esso accoppiati perchè tali risonanze spurie dipendono da «modi» di oscillazione di ordine elevato della cavità e dei sistemi di accoppiamento.

Le variazioni dell'ammettenza di un sistema di due semplici circuiti

risonanti isocroni possono essere illustrate sul piano complesso che ha per ascisse le conduttanze e per ordinate le suscettanze, dalla figura 27.

Il vettore Y che rappresenta, in modulo e fase, l'ammettenza offerta dal primario quando esso è accoppiato con un coefficiente K al circuito secondario ha la sua estremità su una delle curve di figura 27. Fra due punti consecutivi segnati su ciascuna curva vi è un intervallo costante di frequenza.

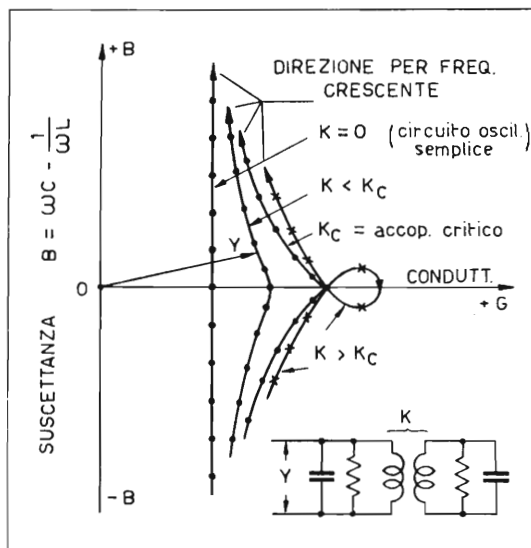



Fig. 27.
Rappresentazione sul piano complesso (G = conduttanza, B = suscettanza) dei luoghi di estremità del vettore Y dell'ammettenza primaria di un sistema di due circuiti accoppiati per diversi valori dell'accoppiamento K. Gli intervalli fra i punti (o le crocette) segnati su ciascuna curva corrispondono ad eguali intervalli di frequenza.

La curva suddetta, come si è già visto, si riduce ad una retta parallela all'asse delle suscettanze, dal quale dista di una quantità pari alla conduttanza G del primario isolato, quando $K = 0$ (circuito oscillatorio semplice). Quando invece K non è nullo l'ammettenza secondaria trasferita sul primario produce un aumento di conduttanza (maggiore distanza del punto estremità di Y dall'asse B) e una diminuzione di suscettanza (minore distanza del punto estremità di Y dall'asse G). Perciò la curva manifesta una prominenza in corrispondenza dell'asse G che assume l'aspetto di una cuspide per $K = K_c$ = accoppiamento critico e l'aspetto di un cappio per $K > K_c$ (fig. 27).

L'aumento della conduttanza in corrispondenza della risonanza del secondario cioè in sostanza l'aumento dell'energia assorbita può determinare, come s'è detto, il disinnesco delle oscillazioni, cioè le zone « ceche ».

17. - Uso e descrizione di alcuni clistron reflex.

Il clistron reflex è stato sviluppato, soprattutto per opera dei tecnici dei Bell Telephone Laboratories, sotto l'urgenza delle applicazioni belliche e più precisamente come oscillatore di conversione nei ricevitori dei radar.

Per tale scopo il funzionamento migliore del convertitore a cristallo si

ottiene con potenze dell'oscillatore dell'ordine di 1 mW. Tuttavia per evitare i fenomeni di disinnesco dovuti alle variazioni di carico a cui si è accennato nel paragrafo precedente è opportuno accoppiare lascamente l'oscillatore al cristallo attraverso un adattatore di impedenza. Questo, deve presentare, verso l'oscillatore una impedenza pressochè costante al variare, entro la banda utile, della frequenza. In tali condizioni l'adattatore determina una notevole attenuazione. D'altra parte non si presentano inconvenienti per ottenere dall'oscillatore potenze di varie decine di milliwatt e quindi non ci si preoccupa gran che dell'attenuazione determinata dall'adattatore purchè esso adempia al compito di rendere pressochè costante il carico.

Dati i piccoli valori delle potenze in gioco anche il rendimento del tubo non è fattore di primaria importanza.

Le ragioni che rendono invece il clistron reflex, più di ogni altro tipo, adatto come oscillatore di conversione nei ricevitori per onde decimetriche e centimetriche, sono soprattutto le seguenti:

1) La possibilità di effettuare con mezzi facili, una regolazione automatica della frequenza in modo da seguire gli inevitabili slittamenti della frequenza del trasmettitore. Questi slittamenti su frequenze dell'ordine di 10 000 MHz ($\lambda = 3$ cm) possono facilmente raggiungere i ± 20 MHz ($2\,^0/_{00}$) e possono avvenire con velocità di variazione fino a 100 MHz/sec (per es. uno slittamento da -5 MHz a $+5$ MHz che si manifesti in 1/10 di secondo).

2) Il vantaggio di usare basse tensioni di alimentazione, per es. 300 V, dello stesso ordine di grandezza di quelle usate per gli altri tubi del ricevitore. Ciò è stato ottenuto, fra l'altro, usando fili di griglia di piccolissimo diametro.

Clistron reflex a cavità esterna - Tipo W.E. 707A. I primi tipi di clistron usavano una cavità esterna al tubo. Uno dei modelli più usati di questo tipo fu il W.E. 707A, illustrato dalla figura 14. La cavità può essere anche di tipo diverso da quella indicata nella figura; in generale però la regolazione di frequenza avviene per variazione di volume della cavità mediante una parete mobile a contatti striscianti. Ciò equivale ad una regolazione soprattutto dell'induttanza del sistema risonante equivalente e consente regolazioni di frequenza molto ampie.

Il tubo W.E. 707A è adatto per frequenze comprese fra 1150 e 3750 MHz ($\lambda = 26 \div 8$ cm) fornisce una potenza di 25 mW a 3700 MHz con un campo di accordo elettronico fra i punti a metà potenza di 20 MHz. Il modo di oscillazione è generalmente quello corrispondente ad $n = 4$ (durata del viaggio degli elettroni 3 cicli e 3/4).

Clistron reflex a cavità interna. I contatti striscianti nelle cavità regolabili sono spesso fonti di perdite notevoli e di incostanza della resistenza. Tali inconvenienti divengono sempre più gravi al crescere della frequenza. Inoltre, specialmente nei climi tropicali, una cavità non stagna è soggetta ad ossidazione che determina un progressivo peggioramento del suo fattore di merito.

Per le frequenze molto elevate la distanza fra le griglie G_1 G_2 deve essere ridottissima ed anche piccole variazioni di essa possono determinare grandi variazioni della frequenza di risonanza della cavità. Tale distanza dipende dall'anello di vetro saldato fra i due dischi di figura 14 e ciò non consente, con la tecnica della saldatura metallo vetro e per effetto del coefficiente di dilatazione del vetro, di assicurare una spaziatura molto piccola e costante fra le due griglie. Infine l'anello di vetro suddetto, trovandosi incluso nell'interno della cavità, è un'altra fonte di perdita.

Per tutte queste ragioni, specialmente per le frequenze più elevate in cui le dimensioni della cavità divengono piccole, si è trovato assai più conveniente includere la cavità nell'interno del tubo. Per far ciò occorre però risolvere il problema di effettuare l'accordo della cavità entro una banda di frequenze abbastanza ampia e con grande finezza. D'altra parte le regolazioni, effettuate dall'esterno, devono agire nell'interno del tubo senza compromettere la tenuta del vuoto. Ciò è stato risolto adottando, per tali clistron reflex, la tecnica dei tubi metallici ed includendo, nelle pareti metalliche che formano l'involucro, alcune parti elastiche che possono essere deformate mediante convenienti organi di regolazione esterni, analogamente a quanto s'è già visto nei clistron a due cavità (figg. 11 e 12). Queste deformazioni debbono ovviamente essere di piccola entità e tuttavia debbono provocare notevoli variazioni della frequenza di risonanza della cavità. Quindi non si può più agire sul volume della cavità (cioè per variazioni di induttanza) bensì sulla distanza fra le due parti rientranti, ossia fra le due griglie $G_1 G_2$, il che equivale ad una variazione della capacità del sistema risonante. Per esempio nel tubo 2K25, che sarà successivamente descritto (fig. 28), il meccanismo di regolazione permette variazioni di frequenza fra 8500 e 9660 MHz ($\lambda = \sim 35 \div 31$ mm) con errori inferiori a 1 MHz; la regolazione suddetta determina una variazione dell'ordine di 80 MHz per ogni centesimo di millimetro di variazione della distanza fra le griglie cioè la minima variazione di tale distanza deve essere dell'ordine di 1/10 000 di mm. (bibl. 14, p. 560).

Tubi W.E. 2K29 e 2K25. Sono illustrati in sezione nella figura 28 mentre la figura 29 ne mostra l'aspetto esterno. Da tali figure risulta come è attuato il meccanismo di regolazione. Questi tubi, così come numerosi

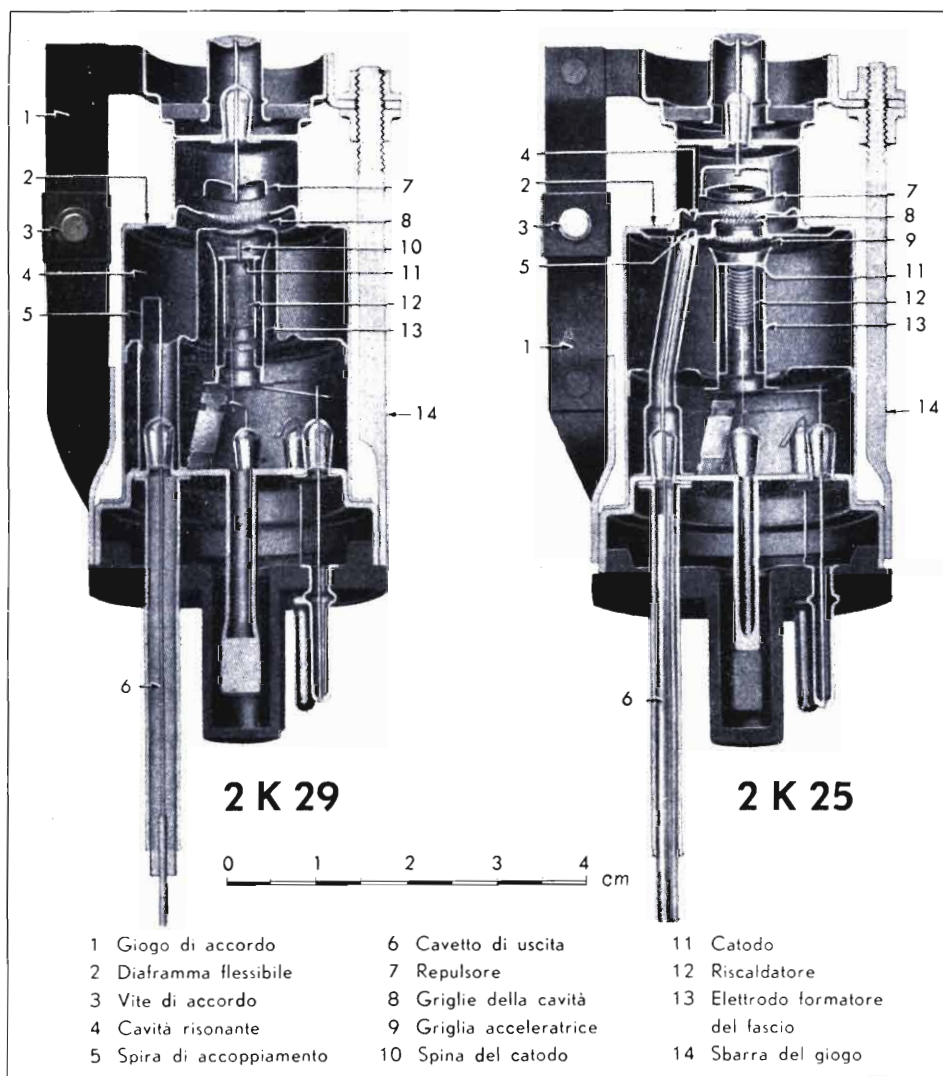



FIG. 28.
Sezione dei due clistron reflex a cavità interna; a sinistra il tipo WE 2K29 a destra il WE 2K25 (bibl. 14, pp. 561, 565).

altri, usano uno zoccolo octal modificato in modo da consentire l'uscita del cavo coassiale da cui si preleva la potenza generata. Tale cavo coassiale è connesso, attraverso un adattatore ad innesto, al cavo coassiale di uscita, oppure entra, attraverso un adattatore di altro tipo (bibl. 14), nella guida

d'onda; si ottiene così una intercambiabilità analoga a quella di un qualsiasi altro tubo.

Il tubo 2K25, che come s'è già detto copre la gamma dei 3 cm di lunghezza d'onda ($8500 \div 9660$ M Hz) e le cui caratteristiche sono illustrate anche dalla figura 26, è una modificazione del precedente tubo 723 A/B che però oscillava solo su strette zone di frequenza, disperse nella gamma suddetta. Il migliore comportamento del 2K25 è stato ottenuto modificando il catodo e l'ottica elettronica e, soprattutto eliminando una risonanza della regione contenente il cannone elettronico che, accoppiandosi con la cavità, peggiorava la prestazione del tubo nell'intera banda determinando anche numerose zone ceche.

FIG. 29.
Veduta esterna di un clistron reflex del tipo illustrato in fig. 28.

Un ulteriore miglioramento nel cannone elettronico e nella struttura del tubo, soprattutto allo scopo di eliminare i fenomeni di isteresi, si è avuta con la costruzione del tubo 2K29 (figg. 25 e 28). Esso fornisce da 75 a 150 mW con un campo di accordo elettronico fra i punti a metà potenza, di 45 a 30 M Hz passando rispettivamente da 3400 a 4000 M Hz ($\lambda = \sim 8{,}8 \div 7{,}5$ cm) che è la gamma per la quale il tubo è stato costruito.

La sezione ingrandita della struttura elettrodica è quella di figura 25 in cui sono segnate le linee equipotenziali (ricavate sperimentalmente mediante un modello elettrolitico) e le traiettorie degli elettroni determinate in base alle linee equipotenziali. L'obiettivo da conseguire, come s'è già visto, è quello di ottenere che gli elettroni non attraversino le griglie in direzione del catodo più di una volta. Per raggiungerlo in questo caso si cerca di evitare che gli elettroni ritornino nella regione del catodo: ciò è ottenuto limitando la zona « trasparente » della prima griglia alla parte necessaria per il passaggio del flusso elettronico proveniente dal catodo e prolungando tale griglia con una cornice non trasparente; su questa parte, dato l'andamento delle traiettorie ottenute con la struttura elettrodica indicata, ricadono gli elettroni nel loro viaggio di ritorno dopo aver attraversato la G_2 che possiede una parte « trasparente » molto più ampia. Poichè è impossibile evitare che gli elettroni emessi in corrispondenza del centro del catodo riattraversino la zona « trasparente »

di G_1, al centro del catodo è disposta una spina così da evitare l'emissione di questa parte cioè in modo da ottenere un fascio elettronico tubolare.

Un'altra esigenza importante è quella di ottenere che, in assenza di segnale, il tempo di viaggio degli elettroni nello spazio ritardatore, cioè il tempo t_{x0}, sia pressochè costante per i vari elettroni. Tale esigenza non è così impegnativa come ci si può aspettare a prima vista. Infatti il contributo alla conduttanza elettronica di un elemento di corrente il cui angolo di transito $\theta = \omega t$ differisca di $\Delta\theta$ dal valore ottimo $\theta_{x0} = \omega t_{x0}$, varia con $\cos \Delta\theta$ cosicchè fino a $\Delta\theta = \pm 30°$ la diminuzione della conduttanza dovuta a quell'elemento di corrente è piccola ($\backsim 13\%$). La struttura di figura 25 è stata studiata in modo da ridurre al minimo le diversità dei tempi di percorso degli elettroni.

L'ottica elettronica del tubo 2K29 è stata usata anche in altri tubi della Bell Telephone o della Western Electric (726A, 726B, 726C, 2K22, 2K23, 2K56).

18. - Clistron reflex ad accordo termico.

Il così detto accordo elettronico effettuato per regolazione, anche automatica, della tensione del repulsore non consente campi di regolazione molto ampi (alcune decine di MHz su migliaia di MHz) e può perciò servire per compensare solamente gli slittamenti del trasmettitore. Se la frequenza del trasmettitore viene volutamente cambiata occorre effettuare l'accordo dell'oscillatore di conversione. Ciò può essere fatto, come s'è visto, mediante una regolazione meccanica, che non è rapida e non si presta ad essere ottenuta automaticamente, ma deve essere eseguita manualmente.

Soprattutto per esigenze belliche vennero studiati tubi che consentissero una regolazione rapida ed ottenuta automaticamente, sull'intero campo di frequenze coperto dal tubo.

La Sperry Gyroscope Co. ideò un tubo in cui la regolazione della distanza delle griglie era ottenuta per espansione termica di un elemento riscaldato elettricamente mediante una conveniente corrente. Il principio fu ripreso dai Bell Telephone Laboratories e migliorato rendendo il dispositivo più pronto e comandabile mediante una tensione agente su un carico elevato così da richiedere una potenza di regolazione piccolissima; si può così facilmente conseguire l'automaticità della regolazione.

Il primo di questi tubi fu il W.E. 2K45 che esternamente si presenta come una 6L6 metallica di altezza un po' minore, con l'aggiunta nello zoc-

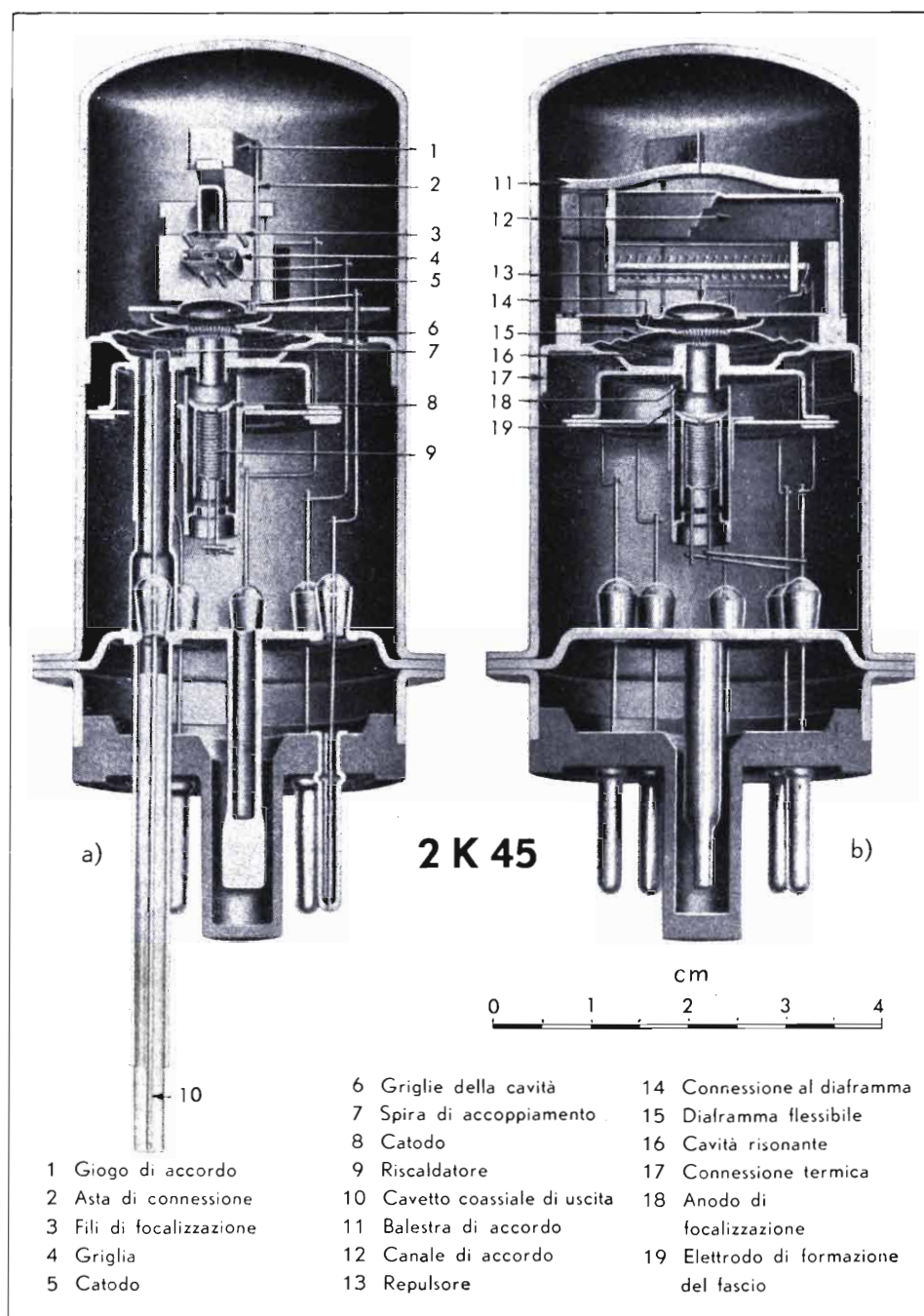



FIG. 30.
Clistron reflex ad accordo termo-elettronico WE 2K45; a) sezione lungo il conduttore di uscita e normale al catodo del sistema termico di accordo; b) sezione parallela al catodo del sistema termico di accordo (bibl. 14, p. 580).

colo del cavo coassiale di uscita, come nel tubo 2K25, col quale è intercambiabile.

La figura 30 a) e b) mostra due sezioni del tubo che chiariscono il funzionamento del sistema di accordo termo-elettronico contenuto nella parte superiore del tubo. Esso consiste in un sistema bimetallico formato da un canale con sezione ad U di metallo a grande coefficiente di dilatazione termica, alle cui estremità è rigidamente fissata una balestra costituita da fogli di metallo a piccolo coefficiente di dilatazione. L'interno del canale ad U che fa da anodo è colpito dal flusso elettronico emesso dall'apposito catodo del sistema di accordo; tale flusso di elettroni è comandato da una apposita griglia. Il bombardamento elettronico riscalda il canale ad U molto dilatabile mentre la balestra, di materiale poco dilatabile, non riscaldata dal flusso elettronico, connessa termicamente alle estremità del canale ad U che a loro volta sono mantenute abbastanza fredde attraverso una connessione termica all'involucro del tubo, subisce una dilatazione molto minore. Ciò provoca un abbassamento del suo centro che, attraverso una asticina di connessione, deforma la parte flessibile della cavità, regolandone la frequenza di accordo.

Si noti che il sistema di accordo richiede la potenza di alimentazione per il catodo e per l'anodo costituito dal canale ad U mentre invece per la regolazione dell'accordo si deve unicamente variare il potenziale della griglia la quale assorbe una corrente nulla o molto piccola.

La figura 31 raccoglie varie caratteristiche del tubo 2K45. La prima di queste a) dà la potenza di uscita in funzione della frequenza; le curve tratteggiate A, B, C, si riferiscono a tre diversi valori costanti della tensione negativa del repulsore V_P (mentre viene variata, mediante il dispositivo termoelettronico, la frequenza d'accordo della cavità); la curva continua, inviluppo delle precedenti presuppone che, alla regolazione di accordo, si accompagni la regolazione di V_P in modo da ottenere sempre il massimo della potenza. Questo valore ottimo di V_P è dato dalla figura 31b.

La figura 31c fornisce invece la tensione della griglia del sistema termico di accordo necessaria per ottenere una determinata frequenza; anche qui la linea continua si riferisce al caso in cui V_P sia costantemente regolato al suo valore ottimo mentre le tre linee tratteggiate A, B, C corrispondono agli stessi tre valori costanti della tensione V_P usati per tracciare le tre curve tratteggiate in figura 31a.

Infine la figura 31d fornisce la distanza d in millimetri fra le due griglie del clistron; all'aumentare di d diminuisce la capacità fra le griglie e cresce quindi la frequenza di accordo della cavità.

In un tubo accordato termicamente del tipo descritto occorre evitare in

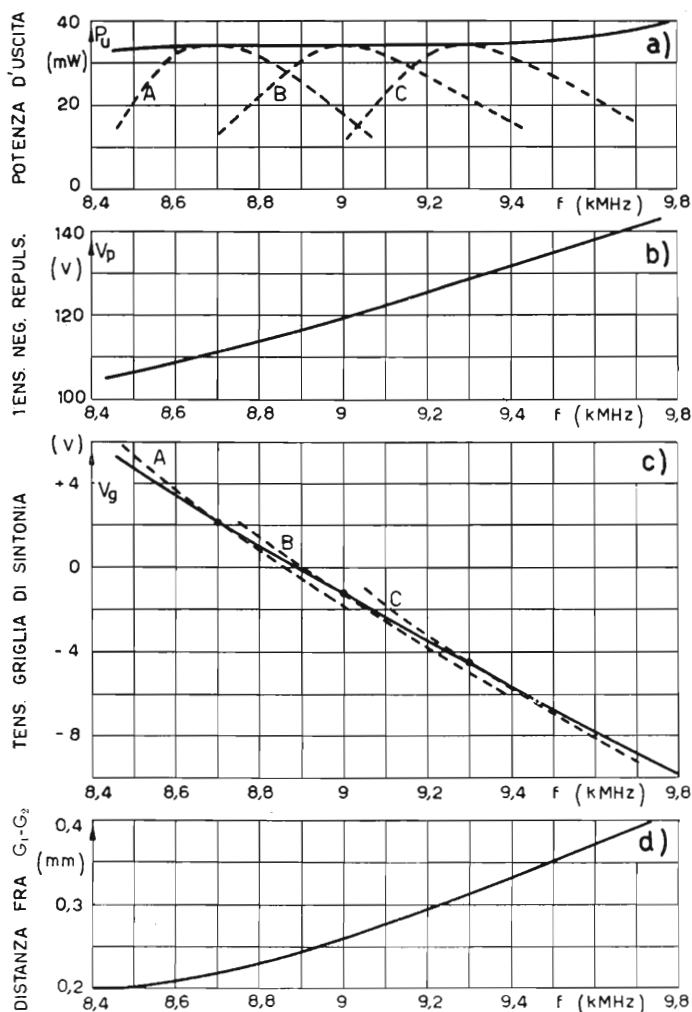



Fig. 31.

Caratteristiche del tubo WE 2K45 a comando termo-elettronico in funzione della frequenza di accordo: a) potenza di uscita: linee a tratti, per tensione V_p costante, linea continua, per V_p regolata al valore ottimo, dato dalla caratteristica b); c) corrispondenti valori della tensione di griglia del dispositivo termo-elettronico; le linee a tratti e quella continua corrispondono nuovamente a valori fissi oppure al valore ottimo di V_p; d) distanza d fra le griglie.

ogni caso un eccessivo riscaldamento del dispositivo di regolazione termica che altrimenti potrebbe subire una deformazione permanente. Un metodo semplice per ottenere tale protezione è quello di ottenere una controreazione di corrente a bassa frequenza includendo nel circuito catodico del

dispositivo di regolazione una resistenza catodica adatta. Per il tubo W.E. 2K45 con una resistenza catodica di 725 ohm e con una tensione anodica di 300 volt la griglia di accordo può essere portata permanentemente a 15 volt positivi rispetto al catodo senza danno.

Rapidità di regolazione. Si è già detto che gli slittamenti di frequenza del trasmettitore alle frequenze di lavoro ora considerate, che sono di molte migliaia di M Hz, possono raggiungere velocità di variazione elevate e dell'ordine di 100 M Hz/sec. Il dispositivo di regolazione automatica deve essere in grado di mantenere l'accordo del ricevitore sul trasmettitore e quindi deve essere sufficientemente pronto.

Per dispositivi di regolazione termica del tipo descritto, la prontezza di regolazione dipende dall'inerzia termica delle diverse parti e soprattutto del sistema bimetallico; tale inerzia termica deve essere ridotta al minimo con un accurato progetto ed una conveniente scelta dei materiali del sistema.

La regolazione di sintonia può essere ottenuta per variazione continua della tensione di griglia del sistema di accordo, oppure con metodo discontinuo per « tutto o niente » cioè con corrente anodica di riscaldamento nulla per aumenti della frequenza (v. fig. 31c, griglia all'interdizione) o massima per diminuzione di frequenza. Con quest'ultimo sistema, che ovviamente dà origine a variazioni più rapide, il tempo richiesto per l'escursione dell'intera gamma da 8,4 a 9,8 k M Hz (cioè di ben 1400 M Hz) nel tubo 2K45 richiede, sia in un senso, sia nell'altro, da 6 a 9 secondi con velocità di regolazione di 200 ÷ 150 MHz/sec.

Naturalmente la suddetta velocità si ottiene solo col metodo discontinuo « tutto o niente ».

Com'è ben noto nei radar viene trasmessa una successione di impulsi la cui durata è assai piccola (p. es. 1/1000) rispetto al periodo di ripetizione degli impulsi. Usando un sistema di regolazione della sintonia di tipo continuo, la tensione di comando dell'accordo, dipendente dallo scarto di frequenza da correggere, verrebbe variata solo durante il brevissimo tempo durante il quale permane l'impulso, mentre, nell'intervallo fra un impulso e l'altro, mancando il segnale di riferimento, la tensione di comando varierebbe solo in base alle costanti elettriche del circuito e magari in senso contrario a quello richiesto. Il comando risulterebbe perciò molto lento e sarebbe inadatto a seguire gli slittamenti rapidi della frequenza del trasmettitore.

Per i radar si è perciò adottato il metodo discontinuo per « tutto o niente ». Così se un certo impulso richiede una correzione in aumento della frequenza, il dispositivo scatta in modo da interdire la corrente del sistema di regolazione e quindi la frequenza cresce (fig. 31c), con la massima velo-

città, anche durante l'intervallo fra un impulso e l'altro (p. es. 1/1000 di sec.); se all'arrivo del successivo impulso la correzione non è stata ancora sufficiente la corrente di riscaldamento rimane interdetta e la frequenza generata continua ad aumentare; così di seguito finchè la frequenza generata supererà quella richiesta, allora il confronto con la frequenza dell'impulso determinerà lo scatto del dispositivo che porterà la corrente di riscaldamento al suo valore massimo in modo da far ora diminuire, sempre con la massima velocità, la frequenza generata e così via. Il risultato è che la frequenza dell'oscillatore di conversione «insegue» continuamente la frequenza del trasmettitore. Il sistema deve essere progettato in modo da contenere la deviazione di frequenza in limiti tollerabili. Se si pensa che gli impulsi si succedono col ritmo di alcune migliaia al secondo e che la massima velocità di variazione della frequenza è dell'ordine di 200 MHz/sec. si può constatare che in un circuito ben studiato è possibile contenere le deviazioni di frequenza entro $\pm$ 0,1 MHz.

Altri tipi di clistron reflex ad accordo termo-elettronico per frequenze ancora più elevate sono il 2K50 adatto per lunghezze d'onda intorno a 1,25 cm (24 kMHz) e il 1464XQ per lunghezze d'onda di 0,625 cm (48 kMHz). Questi tipi sono stati anch'essi studiati dai Bell Telephone Laboratories e sono descritti nella memoria citata (bibl. 14).

BIBLIOGRAFIA

1) Heil A. A., Heil O.: *Eine neue Methode zur Ergeugung kurzer ungedampfter elektromagnetischen Weller von grosser Intensität.* « Zeit. für Phys. », XCV, luglio 1935, p. 752.
2) Varian R. H., Varian S. F.: *A high frequency oscillator and amplifier.* « Jour. App. Phys. », X, maggio 1939, p. 321.
3) Hahn W. C., Metcalf G. F. M.: *Velocity modulated tubes.* « Proc. I.R.E. », XXVII, feb. 1939, p. 106.
4) Hahn W. C.: *Small signal theory of velocity-modulated electron beams.* « Gen. Elec. Rev. », XLII, giugno 1939, p. 258.
5) Webster D. L.: *Cathode ray bunching.* « Jour. App. Phys », X, luglio 1939, p. 501.
6) Webster D. L.: *Theory of klystron oscillations.* « Jour. App. Phys. », X, dic. 1939, p. 864.
7) Black L. J., Morton P. L.: *Current and power in velocity-modulation tubes.* « Proc. I.R.E. », XXXII, ag. 1944, p. 477.
8) Harrison A. E.: *Klystron oscillators.* « Electronics », XVII, nov. 1944, p. 100.
9) Pierce J. R.: *Reflex oscillators.* « Proc. I.R.E. », XXXIII, feb. 1945, p. 112.
10) Ware L. A.: *Electron repulsion effects in a klystron.* « Proc. I.R.E. », XXXIII, sett. 1945, p. 591.
11) Grinzton E. L., Harrison A. E.: *Reflex-klystron oscillators.* « Proc. I.R.E. », XXXIV, marzo 1946, p. 97.
12) Penning F. M.: *Tubes à modulation de vitesse.* « Rev. tech. Philips », VIII, luglio 1946, p. 218.
13) Coeterier F.: *Le tubes à réflexions multiples, un nouveau tube oscillateur pour ondes très courtes.* « Rev. tech. Philips », VIII, sett. 1946, p. 261.
14) Pierce J. R., Shepherd W. G.: *Reflex oscillators.* « Bell Syst. Tech. Jour. », XXVI, luglio 1947, p. 460 (lavoro molto esteso ed esauriente - 222 pagg. con 140 figg.).
15) Boehlke P. G., Breedan F. C.: *External cavity clystron.* « Electronics », XX, lug. 1947, p. 114.
16) Francardi M. F.: *Il clistron per la generazione delle iperfrequenze.* « Elettronica », II, dic. 1947, p. 377.
17) Spangenberg K. R.: *Vacuum tubes.* « McGraw-Hill », New York, 1948, Cap. 17°, p. 527.
18) Beck A. H. W.: *Velocity-modulated thermoionic tubes.* « University Press », Cambridge 1948.
19) Penning F. M.: *Transmitting valves for decimetre and centimetre waves.* « Electr. App. Bull », X, mag. 1949, p. 133.
20) Reed E. D.: *A coupled resonator reflex klystron.* « Bell Syst. Tech. Jour. », XXXII, mag. 1953, p. 715.

Principali grandezze e simboli usati nel capitolo IV (parte II)

I simboli in grassetto rappresentano vettori; i relativi moduli sono indicati con gli stessi simboli non in grassetto.

$\mathbf{B}$ = induzione magnetica;
$\mathbf{E}$ = campo elettrico;
$\mathbf{F}$ = forza applicata all'elettrone;
$\mathbf{u}$ = velocità dell'elettrone;
θ = angolo fra $\mathbf{u}$ e $\mathbf{B}$.
V = tensione di aliment. anodica;
I = corrente anodica.
e = carica dell'elettrone ($1{,}59 \cdot 10^{-19}$ C);
m = massa dell'elettrone ($9 \cdot 10^{-28}$ g).
r = raggio della traiettoria di un elettrone;
r_c = raggio della circonferenza di rotolamento (fig. 3);
T_c, f_c, ω_c: periodo, frequenza, pulsazione di rotazione o ciclica di un elettrone;
u_c = velocità media di traslazione di un elettrone (fig. 3);
x = spazio percorso nella direzione u_c (ortogonale a $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$, vedi fig. 3).
B_c = valore critico dell' induzione magnetica;
V_c = valore critico della tensione di alimentazione anodica.
r_a, r_k: raggi dell'anodo e del catodo;
d = $r_a - r_k$ = distanza fra anodo e catodo;
h = spessore assiale del blocco anodico;
D = rapporto fra le dimensioni di due magnetron simili.

T, f, ω, λ: periodo, frequenza, pulsazione, lunghezza d'onda del sistema di cavità anodiche;
T_s, f_s, ω_s: periodo, frequenza, pulsazione di sincronismo;
V_s = tensione di alimentazione per la quale si ottiene il sincronismo.
N = numero delle cavità anodiche;
n = numero dei cicli di onde stazionarie del campo a R.F. lungo la periferia anodica.
p = V_{max}/V_{min} = rapporto di onde stazionarie;
k = modulo del coefficiente di riflessione;
x_0 = distanza dalla flangia al punto di minima tensione (o minimo campo elettrico);
φ = angolo corrispondente alla distanza x_0 (gradi elettrici).
Q_0 = coefficiente di qualità delle cavità;
Q_{est} = coefficiente di qualità del circuito esterno di carico;
η_c = rendimento del circuito.
τ = durata dell'impulso;
P_u = potenza utile durante l'impulso;
P = potenza di alimentazione durante l'impulso;
η = rendimento totale.
Δf = cifra di stiramento.

CAPITOLO IV.

MAGNETRON

1. - Sviluppo del magnetron.

Le traiettorie degli elettroni sotto l'azione contemporanea di un *campo magnetico continuo* e di un *campo elettrico pure continuo* furono studiate molto tempo fa da vari studiosi. Tale studio si inquadra nel capitolo che, per le analogie fra le leggi che governano le traiettorie suddette e quelle valevoli per i raggi luminosi, venne chiamato dell'*ottica elettronica* ([1]).

Il magnetron può essere, sotto certi aspetti, considerato una applicazione dei principi derivati dall'ottica elettronica. Fu infatti provato che opportuni tubi (costituiti inizialmente come un diodo cilindrico con anodo diviso in due settori fra cui era connesso il sistema risonante) nei quali gli elettroni venivano comandati contemporaneamente dal campo elettrico esistente fra catodo e anodi e da un campo magnetico continuo e assiale, erano in grado di mantenere il sistema risonante in regime di oscillazione. Il dispositivo poteva oscillare fino a frequenze elevatissime limitate unicamente dalla impossibilità di aumentare la frequenza propria del circuito risonante.

Il più importante progresso inteso a rendere pratico ed efficiente l'uso del magnetron fu però compiuto in Inghilterra all'Università di Birmingham nel 1940 sotto l'incalzare delle necessità belliche; per lo sviluppo del «radar» era infatti richiesto un tubo oscillatore efficiente e di notevole potenza nel campo delle onde decimetriche. Tale progresso, concettualmente semplicissimo, consiste nell'usare, come sistema risonante, una successione di cavità in numero pari, conglobate nello stesso anodo del tubo;

([1]) SARTORI R.: *I fondamenti teorici dell'ottica elettronica.* «Alta Frequenza», VII, mag. 1938, p. 292.
MALATESTA S.: *Prove con sistemi ottici elettronici magnetici.* «Alta Frequenza», VII, lug. 1938, p. 447.
GRAMAGLIA G.: *Appunti di ottica elettronica.* «Elettronica», I, giu. 1946, p. 217.

si è così ottenuto il *magnetron a cavità.* Lo sviluppo dell'idea attuata in Inghilterra, la quale era, in quel momento, troppo impegnata dagli eventi bellici, fu affidato soprattutto ai laboratori americani e principalmente ai Bell Telephone Laboratories e al Radiation Laboratory, appositamente creato, nel novembre del 1940, per lo studio e il progetto dei radar, presso il M.I.T. di Cambridge nel Massachusett. I progressi compiuti presso tali laboratori furono veramente rapidi e imponenti; alla fine della guerra erano infatti già a disposizione più di una cinquantina di modelli di magnetron a cavità, per lunghezze d'onda da 1 a 50 cm (30 000 a 600 M Hz), capaci di fornire, durante l'impulso ([2]), potenze di picco fino a 100 kW a 1 cm di lunghezza d'onda e fino a 3000 kW a 10 cm. Le tensioni applicate al tubo durante l'impulso (catodo negativo, anodo a massa) variavano, secondo il tipo, da 1 kV a oltre 40 kV, mentre il campo magnetico richiesto era compreso fra 0,06 e 1,5 Wb/m^2. Il campo di accordo per funzionamento ad impulsi ad alta tensione era dell'ordine di $\pm 5\%$ mentre poteva raggiungere il $\pm 20\%$ per magnetron a bassa tensione. Si costruirono anche magnetron per funzionamento a regime continuo.

L'accordo può essere ottenuto elettronicamente rendendo così possibile la modulazione di frequenza.

Il magnetron si presta ad una costruzione robusta, adatta a sopportare colpi e vibrazioni, e, nonostante l'elevata densità di corrente richiesta al catodo, specialmente alle frequenze più elevate, si è riusciti ad attuare catodi sufficientemente robusti e di lunga durata. Le dimensioni sono ridotte e talora si è potuto incorporare nella struttura del magnetron il magnete adatto per la creazione del campo magnetico necessario per il funzionamento del tubo; ciò per alleggerire la struttura e ridurne le dimensioni specialmente per i radar da installare sugli aerei.

Com'è noto oggidì il radar adempie a importantissimi compiti, non più di guerra, ma di pace, soprattutto nel campo dell'aiuto alla navigazione marittima ed aerea.

2. - Moto degli elettroni in campi elettrici e magnetici statici.

Prima di esaminare il funzionamento del magnetron occorre considerare brevemente il moto degli elettroni sotto l'azione di campi elettrici e magnetici che inizialmente considereremo statici.

([2]) Si ricordi che la potenza media è dell'ordine della millesima parte o meno di quella di picco perchè la durata degli impulsi trasmessi è dell'ordine del microsecondo mentre il ritmo di ripetizione degli impulsi è dell'ordine del migliaio al secondo (periodo di ripetizione dell'ordine di mille microsecondi).

a) *Campo elettrico.* Un elettrone, di carica e e massa m, sottoposto ad un campo elettrico $\boldsymbol{E}$ (3) è sollecitato da una forza $\boldsymbol{F}$, indipendente dalla velocità $\boldsymbol{u}$ dell'elettrone, tale che:

[1] $$\boldsymbol{F} = e\boldsymbol{E} \ ;$$

poichè la carica dell'elettrone è negativa, la direzione della forza, di intensità eE, è opposta a quella convenzionalmente scelta per la direzione del campo. Se il campo è costante ed uniforme il moto dell'elettrone è identico a quello di un corpo che si muova in un campo gravitazionale uniforme.

b) *Campo magnetico.* Un elettrone sottoposto ad un campo magnetico d'induzione $\boldsymbol{B}$ è sollecitato da una forza $\boldsymbol{F}$, dipendente dalla velocità $\boldsymbol{u}$ dell'elettrone, data da:

[2] $$\boldsymbol{F} = e\,(\boldsymbol{u} \wedge \boldsymbol{B}) \ .$$

La forza è normale al piano che contiene i vettori $\boldsymbol{u}$ e $\boldsymbol{B}$ (4) e la sua ampiezza è, come vuole il prodotto vettoriale, uguale al prodotto dei moduli dei due vettori per il seno dell'angolo θ da essi formato (fig. 1) cioè:

[2′] $$F = euB \text{ sen } \theta \ .$$

Perciò un elettrone che si muova parallelamente al campo magnetico ($\theta = 0$, $\text{sen}\,\theta = 0$) non subisce nessuna forza; invece un elettrone che si muova perpendicolarmente al campo ($\theta = 90°$, $\text{sen}\,\theta = 1$) è sollecitato dalla massima forza $F = euB$ in direzione ortogonale al moto.

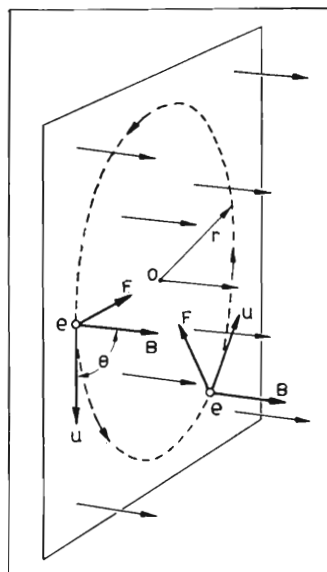



FIG. 1
Un elettrone di carica e, e velocità $\boldsymbol{u}$, sottoposto ad un campo magnetico d'induzione $\boldsymbol{B}$ ortogonale ad $\boldsymbol{u}$ descrive un'orbita circolare di raggio $r = mu/(eB)$.

(3) Le lettere in grassetto rappresentano grandezze vettoriali e sono quindi caratterizzate dal modulo (che sarà indicato con la stessa lettera in corsivo non grassetto) e dall'argomento che individua la direzione del vettore.

(4) Il *prodotto vettoriale* o *esterno* di due vettori $\boldsymbol{A}$ e $\boldsymbol{B}$ viene indicato con $\boldsymbol{A} \wedge \boldsymbol{B}$ (che si legge A esterno B oppure A vettore B) ed è dato da quel vettore $\boldsymbol{C} = \boldsymbol{A} \wedge \boldsymbol{B}$ tale che il suo modulo vale $C = AB \text{ sen } \widehat{AB}$, la cui direzione è ortogonale al piano $\boldsymbol{A}, \boldsymbol{B}$ e il cui verso è tale che, disponendosi lungo il vettore $\boldsymbol{A}$ in modo che esso entri dai piedi ed esca dalla testa e guardando verso il vettore $\boldsymbol{B}$, il vettore $\boldsymbol{C}$ sia diretto verso sinistra. Nel caso della [2] poichè la carica e dell'elettrone è negativa la $\boldsymbol{F}$ ha verso contrario di quello del prodotto $\boldsymbol{u} \wedge \boldsymbol{B}$.

La forza F fa deviare l'elettrone e poichè tale forza rimane sempre ortogonale ad $\boldsymbol{u}$ anche la direzione di F cambia continuamente.

Se $\boldsymbol{B}$ ed $\boldsymbol{u}$ sono costanti l'elettrone descrive un cerchio (fig. 1) di raggio r facilmente determinabile. Per $\theta = 90°$ cioè $\operatorname{sen}\theta = 1$ si ha infatti che alla forza centripeta F fa equilibrio la forza centrifuga mu^2/r per cui:

$$euB = mu^2/r\ ,$$

quindi:

$$r = \frac{mu}{eB}\ . \qquad [3]$$

Il tempo T_c impiegato a percorrere la circonferenza è dato da:

$$T_c = \frac{2\pi r}{u} = \frac{2\pi m}{eB}\ , \qquad [4]$$

cioè risulta indipendente, sia dal raggio, sia dalla velocità dell'elettrone; quindi un elettrone più veloce descrive, a parità di altre condizioni, una circonferenza che, dovendo avere un raggio proporzionale alla velocità come risulta dalla [3], sarà più grande in modo da impiegare sempre lo stesso tempo a percorrerla.

Si ha:

$$f_c = \frac{1}{T_c} = \frac{eB}{2\pi m}\ , \qquad \omega_c = 2\pi f_c = \frac{eB}{m}\ . \qquad [4']$$

Si noti che la f_c, chiamata *frequenza ciclica,* per valori normali di B, è di ordine adatto per le microonde; infatti si ha $e/m = 1{,}77 \cdot 10^{11}$ coulomb/kg, ponendo $B = 0{,}1\ \mathrm{Wb/m^2}$ si ha $f_c = 1{,}77 \cdot 10^{10}/6{,}28 = 2{,}82 \cdot 10^9\ \mathrm{Hz} = 2820\ \mathrm{M\,Hz}$ mentre che per $B = 1\ \mathrm{Wb/m^2}$ si ottiene $f_c = 28200\ \mathrm{M\,Hz}$.

c) *Campi elettrico e magnetico agenti insieme.* In tale caso la forza a cui è sottoposto l'elettrone è la somma vettoriale di quelle dovute ai due campi presi singolarmente per cui si può scrivere:

$$\boldsymbol{F} = e\,[\boldsymbol{E} + (\boldsymbol{u} \wedge \boldsymbol{B})]\ . \qquad [5]$$

Lo studio delle traiettorie degli elettroni in questo caso è assai più complesso e può essere agevolmente sviluppato solo nei casi più semplici.

Si tenga conto che il magnetron è inserito in un circuito del genere di quello illustrato schematicamente in figura 2. Nell'ipotesi che il diametro dell'anodo sia poco più grande di quello del catodo lo spazio cilindrico fra catodo e anodo, che chiameremo *spazio di interazione*, si può approssimare allo spazio fra due superfici piane come quelle di figura 3. Trascurando la carica spaziale si dimostra (bibl. 11 p. 174, e 14 p. 117) che un elettrone uscente con velocità nulla dal catodo descrive una *traiettoria cicloidale* che si può immaginare generata dal punto iniziale di contatto col catodo di una circonferenza che rotoli con velocità angolare ω_c data dalla [4'] e velocità assiale u_c sulla superficie del catodo in direzione x cioè ortogonale sia a $\boldsymbol{B}$ sia ad $\boldsymbol{E}$ e con il verso indicato in figura 3. Il valore di u_c (velocità media di traslazione) è dato da:

FIG. 2
Schema dell'alimentazione statica di un magnetron.

$$u_c = E/B \,. \tag{6}$$

Poichè il raggio r_c della circonferenza rotolante deve soddisfare alla relazione $r_c = u_c/\omega_c$ si ha:

$$r_c = \frac{mE}{eB^2} \tag{7}$$

che si può anche ottenere introducendo la [6] nella [3].

FIG. 3
Traiettorie cicloidali di un elettrone uscente dal catodo con velocità nulla, sottoposto contemporaneamente ad un campo magnetico $\boldsymbol{B}$ e ad un campo elettrico $\boldsymbol{E}$, orientati come in figura nell'ipotesi che lo spazio di interazione fra catodo e anodo sia piano.

Nel caso di un sistema cilindrico (diodo) invece che piano, sempre trascurando la carica spaziale, le traiettorie degli elettroni si possono approssimativamente ritenere *epicicloidali*, cioè

immaginare ottenute ancora facendo rotolare la circonferenza di figura 3 sulla superficie del catodo, che invece di essere piana è cilindrica. L'orbita non è esattamente epicicloidale perchè il campo elettrico fra gli elettrodi non è costante, bensì funzione della distanza dal catodo. Comunque se il diametro del catodo non è troppo piccolo l'approssimazione è sufficiente e per ω_c e u_c si possono ancora usare le [4'] e [6].

3. - Campo magnetico critico.

Se $2r_c$ è maggiore della distanza fra catodo e anodo ogni elettrone emesso dal catodo, dopo aver percorso un tratto di epicicloide, raggiunge l'anodo. La corrente anodica in tale caso è indipendente dal valore di B perchè tutti gli elettroni emessi dal catodo raggiungono l'anodo e il diodo si può considerare in *saturazione.* Al crescere di B diminuisce il raggio r_c; se questo diviene minore di metà della distanza catodo-anodo l'elettrone, dopo aver raggiunto la sommità dell'epicicloide, ritorna verso il catodo (fig. 3); poi, nell'ipotesi che l'elettrone non venga assorbito dal catodo, si inizia un nuovo ciclo dell'epicicloide. Nessun elettrone raggiunge l'anodo e la *corrente anodica è nulla.* Il passaggio fra queste due condizioni estreme avviene per quel particolare valore B_c dell'induzione che rende soddisfatta la relazione:

$$2r_c = r_a - r_k = d \qquad [8]$$

dove: r_a = raggio dell'anodo; r_k = raggio del catodo;
d = distanza fra catodo e anodo;
B_c = valore *critico* dell'induzione magnetica.

Perciò l'andamento della corrente anodica, in funzione della induzione, assume l'andamento indicato in figura 4 che illustra anche, nella sua parte superiore, l'andamento delle traiettorie degli elettroni fra catodo ed anodo per quattro valori diversi di B. Per quanto numerosi fattori e soprattutto la diversità di velocità di uscita dei vari elettroni dal catodo, non consentano di ottenere un annullamento completo della corrente anodica in corrispondenza del valore critico dell'induzione, si può tuttavia notare che per tale valore si ha una forte e repentina diminuzione di corrente anodica che continua poi a ridursi lentamente al crescere di B.

Il valore critico B_c dell'induzione si ricava facilmente sostituendo nella

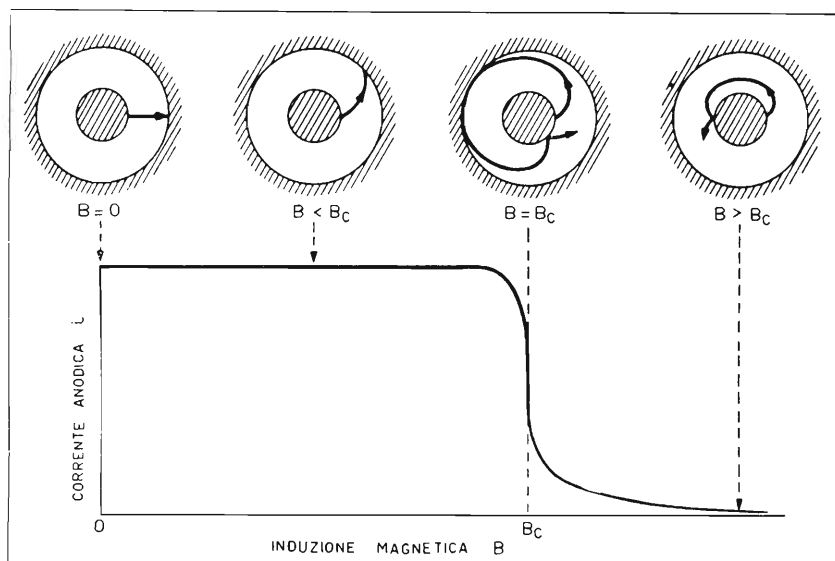



FIG. 4
Andamento della corrente anodica I in funzione della induzione B per un valore costante V della tensione anodica. In corrispondenza di quattro valori dell'induzione sono segnate le orbite degli elettroni.

[8] il valore di r_c dato dalla [7]; si ha:

[9] $$B_c = \sqrt{\frac{2mE}{ed}} .$$

Poichè si è supposto r_a poco maggiore di r_k (elettrodi quasi piani) si può ritenere che il campo elettrico sia quasi uniforme per cui $V = E \, . \, d =$ $=$ *tensione di alimentazione anodica*; allora la [9] diviene:

[9′] $$B_c = \sqrt{\frac{2mV}{ed^2}} .$$

In luogo del valore critico B_c dell'induzione corrispondente ad un prefissato valore di V si può ricavare il valore critico V_c della tensione di alimentazione anodica corrispondente ad un dato valore di B. Si ha ([5]):

[10] $$V_c = \frac{eB^2d^2}{2m} .$$

([5]) Per elettrodi cilindrici si ha invece:

[10′] $$V_c = \frac{eB^2r_a^2}{8m}\left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)^2 .$$

Per valori di V inferiori a V_c la corrente anodica è nulla mentre essa è costante per valori di V superiori a V_c.

4. - Tipi di oscillatori magnetron.

Il magnetron consente l'attuazione di un oscillatore adatto alla generazione di onde centimetriche. Ciò può essere ottenuto in tre modi diversi e precisamente:

A) sfruttando l'accordo fra la frequenza del sistema risonante che dovrà risultare sede delle tensioni a R.F. utili e la frequenza ciclica f_c degli elettroni (*magnetron-ciclotrone*);

B) sfruttando la resistenza negativa che si può ottenere in un magnetron con anodo diviso in due metà (*magnetron a resistenza negativa* o *magnetron-dinatron*);

C) sfruttando la risonanza fra la velocità di traslazione media degli elettroni u_c e la velocità di un'onda viaggiante ottenuta ricavando nell'anodo del magnetron una successione di cavità (*magnetron ad onda viaggiante* o *magnetron a cavità*).

L'ultimo tipo di magnetron, che è quello ch'è stato sviluppato per l'impiego nei radar come è già stato accennato, ha assunto importanza preminente. Tuttavia daremo un breve cenno anche del funzionamento degli altri due tipi.

5. - Magnetron ciclotrone.

Il sistema risonante che dovrà diventare sede delle tensioni a R.F. può essere inserito fra il catodo e l'anodo (non diviso o diviso) del magnetron a diodo. In questo caso l'energia necessaria per mantenere nel circuito risonante un regime di oscillazioni permanente, viene estratta dagli elettroni che si muovono nello spazio fra catodo e anodo, nel quale agisce anche il campo a R.F.

Nel magnetron «ciclotrone» viene sfruttato l'accordo fra la frequenza del sistema risonante e la frequenza ciclica f_c (data dalla [4']) con cui gli elettroni compiono il loro moto di va e vieni fra catodo ed anodo (fig. 3).

Esaminiamo ora come il moto degli elettroni, soggetto alle leggi precedentemente illustrate, possa agire nello spazio fra catodo e anodo o *spazio*

di interazione in modo da cedere, in determinate condizioni, energia al campo a R.F. esistente in tale spazio e dovuto alle tensioni che si manifestano all'estremità del sistema risonante.

Supponiamo che l'induzione B sia superiore al valore critico B_c.

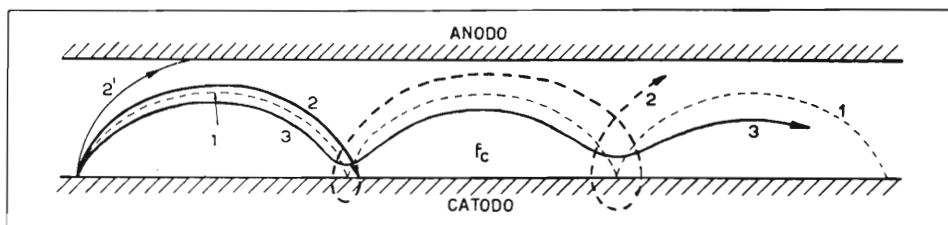



FIG. 5

Traiettorie degli elettroni nel « magnetron ciclotrone ». 1 traiettoria in assenza di campo a R.F. nello spazio di interazione; 2 e 2′ traiettorie di elettroni che assorbono energia dal campo a R.F.: in tal caso l'elettrone colpisce durante il primo ciclo o il catodo (traiettoria 2, continuata a tratti anche dopo l'urto) oppure l'anodo (traiettoria 2′); 3 traiettoria di un elettrone che cede energia al campo a R.F.

Allora in assenza di campo a R.F. un elettrone segue la traiettoria 1 di figura 5 senza raggiungere l'anodo.

Un elettrone che abbandoni il catodo negli istanti in cui la componente a R.F. della tensione anodica è positiva (cioè concorde con la tensione continua V) assorbe energia dal campo elettrico. La sua traiettoria, invece che assumere l'andamento 1, assume l'andamento 2 di figura 5. Infatti, se la frequenza del circuito a R.F. è pressochè uguale a f_c, durante il ritorno dell'elettrone verso il catodo anche il campo si è invertito e quindi l'elettrone continua ad assorbire energia dal campo a R.F. Perciò l'elettrone considerato dopo un solo ciclo colpirà il catodo e verrà da questo raccolto; così esso non potrà continuare a percorrere la sua traiettoria (tratteggiata in fig. 5) e assorbirà complessivamente solo una piccola quantità di energia dal campo a R.F. Può anche avvenire che, se il campo B supera di poco quello critico e il campo a R.F. è molto intenso, l'energia assorbita dall'elettrone sia sufficiente per farlo arrivare sulla placca secondo la traiettoria 2.

Un elettrone che abbandoni il catodo con fase opposta, cioè negli istanti in cui la componente della tensione a R.F. è opposta alla componente continua, così da ridurre la velocità dell'elettrone, questo cede, invece di assorbire, energia al campo a R.F. Poichè, come precedentemente, dopo un semiciclo, se il campo a R.F. è in risonanza con f_c, si inverte sia la componente alternata del campo, sia la direzione del moto dell'elettrone (che viaggia ora verso il catodo invece che verso l'anodo) l'elettrone continua a cedere energia al campo in ogni semiciclo e quindi anche nei successivi

cicli. La sua traiettoria, contrassegnata col numero 3 in figura 5, non colpisce nè la superficie del catodo nè quella dell'anodo.

Si noti che l'energia posseduta dall'elettrone è dovuta al campo elettrico continuo che attrae l'elettrone verso l'anodo.

Quando tutta l'energia relativa alla componente rotante del moto dell'elettrone è stata assorbita, occorre provvedere in qualche modo ad estrarre l'elettrone, per esempio imprimendo all'elettrone una componente assiale del moto in modo che esso esca lateralmente e raggiunga particolari elettrodi di raccolta. Oppure si può ottenere che all'elettrone rimanga una piccola componente radiale in modo che, alla fine dei cicli durante i quali l'elettrone cede energia, esso colpisca l'anodo e sia da questo raccolto.

Se non si provvede ad estrarre questi elettroni che hanno ceduto la loro energia rotante essi ricominciano a ruotare nuovamente, questa volta a spese del campo a R.F., riassorbendo cioè l'energia che avevano ceduto ([6]).

In sostanza è possibile mantenere le oscillazioni nel sistema risonante creando una situazione tale che tutti gli elettroni che assorbono energia dal campo vengano raccolti (o dal catodo traiettoria 2 di fig. 5, o dall'anodo, traiettoria 2', o da elettrodi appositi) mentre tutti gli elettroni che cedono energia rimangono nello spazio di interazione finchè non abbiano ceduto tutta l'energia che sono in grado di comunicare al campo a R.F.

Per facilitare l'estrazione degli elettroni che hanno già ceduto la loro energia, magnetron basati sul funzionamento sopra descritto sono stati attuati con l'anodo diviso in due gusci semicilindrici. Il rendimento ottenuto non era superiore al $10 \div 15\%$.

6. - Magnetron a resistenza negativa.

Un magnetron ad anodo diviso in due gusci semicilindrici inserito in un circuito del genere di quelli indicati in figura 6 può oscillare anche su frequenze minori e non in correlazione con la frequenza ciclica f_c. Ciò deriva dal fatto che il tubo presenta fra i due semianodi una resistenza negativa che può compensare la resistenza positiva di perdita del sistema risonante. Perciò esso si chiama anche *magnetron-dinatron*.

La suddetta risistenza negativa si manifesta perchè le orbite seguite dalla maggioranza degli elettroni, comandati dall'azione combinata del

---

([6]) Se si prolunga la traiettoria 3 di fig. 5 essa assume un aspetto simmetrico rispetto ad un asse verticale cioè, dopo essersi ridotta al minimo, l'ondulazione va via via crescendo finchè l'elettrone ricade sul catodo (v. bibl. 14, fig. 18.14).

campo statico magnetico assiale, del campo statico elettrico radiale e del campo elettrico dovuto al potenziale alternativo applicato fra i due semianodi, terminano sul semianodo che, nell'istante considerato, ha potenziale minore.

Tale proprietà del tubo può essere rilevata anche staticamente con il circuito riportato in figura 7 (bibl. 5). Nella stessa figura sono tracciate le

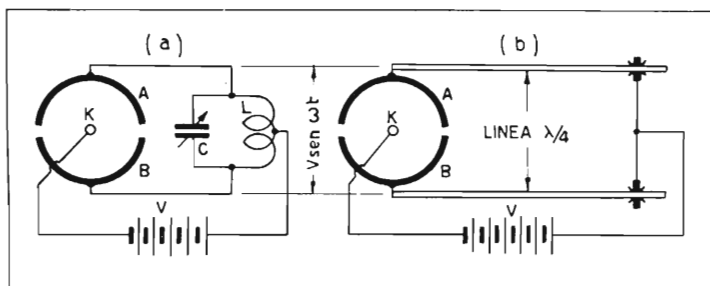



FIG. 6
Circuiti di oscillatori a magnetron utilizzabili sia in corrispondenza della frequenza ciclica (« magnetron ciclotrone ») sia per frequenze minori sfruttando la resistenza negativa che il tubo presenta fra i due semianodi.

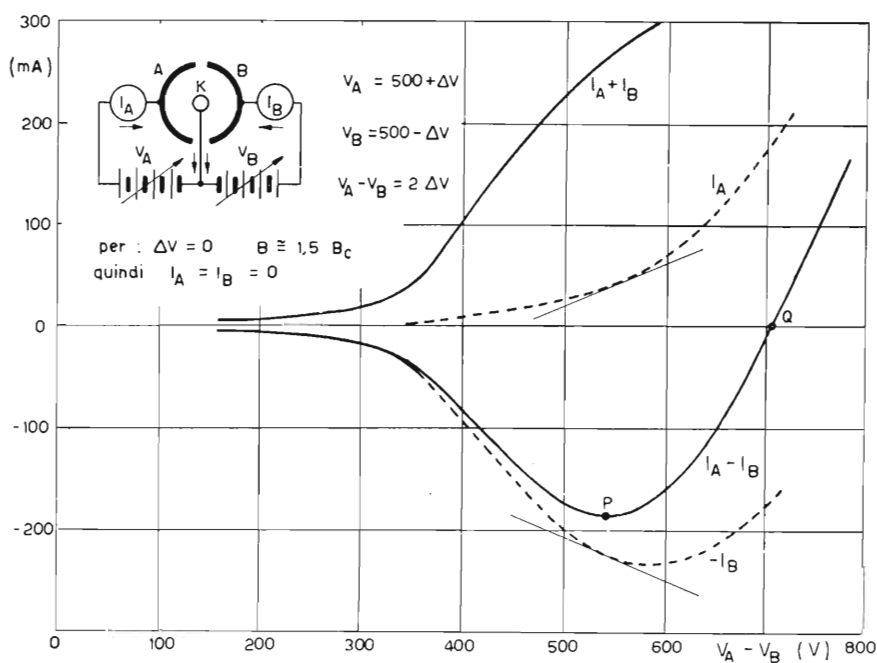



FIG. 7
Caratteristiche statiche di un magnetron a due segmenti anodici e circuito per il rilievo di esse.

caratteristiche rilevate da Kilgore per un magnetron avente le placche del diametro di circa 0,5 cm.

Per $V_A = V_B = 500$ V l'induzione magnetica B sia uguale a circa 1,5 volte quella critica, la corrente anodica risulta quindi nulla per ognuno dei due semianodi. Si aumenti V_A di ΔV e si diminuisca V_B della stessa quantità ΔV, cioè si aumenti di $2\,\Delta V$ la tensione $V_A - V_B$ che si localizza fra i morsetti A, B del magnetron. Le correnti I_A ed I_B sono ambedue entranti (senso convenzionale) nel magnetron, rispettivamente dai morsetti A e B, mentre escono da K. La corrente $I_A - I_B$ si può quindi considerare circolante nel dipolo costituito dal magnetron fra i morsetti A, B sottoposti alla tensione $V_A - V_B$. Si verifica sperimentalmente che la corrente I_B che entra nel semianodo B meno positivo cresce, al crescere di $2\,\Delta V = V_A - V_B$, molto più rapidamente di quella I_A che entra nel semianodo A più positivo; perciò la caratteristica $I_A - I_B = f(V_A - V_B)$ presenta un ampio tratto (fino al punto Q) a resistenza negativa mentre nel primo tratto (fino al punto P) anche la resistenza differenziale è negativa. Perciò derivando sul dipolo A, B come in figura 6, un circuito risonante, questo può essere mantenuto in regime di oscillazione se la sua conduttanza di perdita è minore di quella negativa del dipolo AB costituito dal magnetron.

La ragione di tale comportamento risulta chiara studiando le traiettorie degli elettroni emessi dal catodo. Tali traiettorie sono riportate in figura 8 (bibl. 5), sia nel caso in cui i due semianodi abbiano potenziale uguale (a),

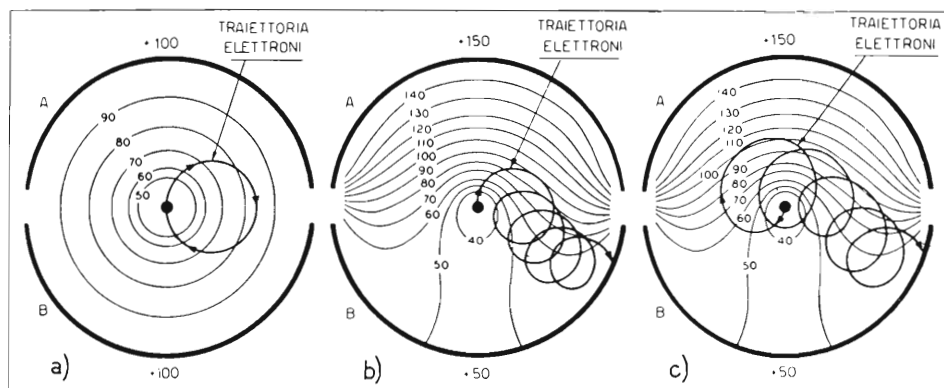



FIG. 8

Traiettorie degli elettroni (secondo Kilgore) in un magnetron a due segmenti anodici per un campo magnetico di intensità 1,5 volte maggiore di quella critica; a) i due semianodi hanno lo stesso potenziale; b), c) il semianodo superiore ha un poteziale aumentato del 50% e quello inferiore diminuito del 50%; in b) l'elettrone esce dal catodo verso l'alto, in c) verso il basso. Le linee sottili sono equipotenziali.

sia nel caso in cui i potenziali dei due anodi siano rispettivamente l'uno aumentato e l'altro diminuito del 50 %, per due elettroni l'uno uscente verso l'alto (b) e l'altro verso il basso (c). Si vede che in ambedue i casi l'elettrone non percorre più un'orbita chiusa e quindi non ricade sul catodo, ma percorre una traiettoria ciclica il cui centro segue approssimativamente le superfici equipotenziali ([7]); perciò la maggior parte degli elettroni termina sull'elettrodo B qualunque sia la direzione di emissione dal catodo.

Quando $V_A - V_B$ supera il valore corrispondente al punto P (540 V in fig. 7 cioè $V_A = 500 + 270 = 770$ V, $V_B = 500 - 270 = 230$ V) a causa dell'elevato potenziale di V_A la corrente I_A cresce più rapidamente di I_B e la caratteristica assume pendenza positiva invece che negativa; in Q ($V_A = 500 + 706/2 = 853$ V, $V_B = 500 - 353 = 147$ V) $I_A = I_B$ e per $V_A - V_B$ ancora maggiore $I_A > I_B$.

La massima potenza di uscita si ottiene quando l'ampiezza V della tensione alternativa esistente fra A e B (v. fig. 6) raggiunge pressochè il valore corrispondente al punto P di figura 7 mentre il massimo rendimento si ottiene per un'ampiezza della tensione oscillatoria un po' minore.

Il magnetron a resistenza negativa si presta ad oscillare su qualsiasi frequenza finchè il periodo è grande rispetto al tempo di transito richiesto complessivamente dall'elettrone per passare dal catodo all'anodo B. Mano a mano che la frequenza cresce, il rendimento diminuisce. Per un periodo pari a circa 20 volte il tempo di transito si possono ottenere, secondo Kilgore, rendimenti fino al 60 %; il rendimento si riduce a circa il 30 % per un periodo di oscillazione decuplo del tempo di transito, mentre praticamente il tubo cessa di oscillare per un periodo doppio del tempo di transito. Per aumentare la frequenza generata occorre quindi ridurre il tempo di transito sia riducendo la distanza fra catodo e anodo, sia aumentando la tensione di alimentazione V.

Un altro fattore importante per conseguire un elevato rendimento alle frequenze più alte è l'intensità del campo magnetico. Kilgore dimostrò che tale intensità è indipendente dalla tensione di alimentazione anodica V e dal diametro dell'anodo e che essa cresce al crescere della frequenza e del rendimento che si vuol conseguire secondo il diagramma approssimato di figura 9. Confrontando tale intensità di campo con quella richiesta per il magnetron che sfrutta la frequenza ciclica, sulla base di un rendimento del 10 % (che difficilmente si può superare per il magnetron ciclotrone) si

([7]) Si osservi che, anche nel caso di fig. 3, il centro della cicloide giace su una superficie equipotenziale.

trova che il magnetron a resistenza negativa richiede un campo circa quadruplo di quello necessario nel magnetron ciclotrone. Tale campo deve essere ulteriormente raddoppiato se si vuol passare da rendimenti del 10 % a quelli massimi del 40 ÷ 50 %.

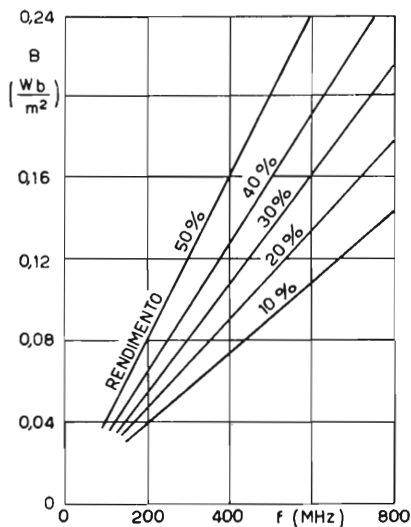



FIG. 9
Caratteristiche che danno l'intensità di campo richiesta, a parità di rendimento, in funzione della frequenza (bibl. 5).

Si è visto che, per ottenere frequenze molto elevate, è necessario usare un tubo con anodo di piccolo diametro e un campo magnetico molto intenso. Per ottenere quest'ultimo occorre che la lunghezza assiale di tale anodo, che deve essere contenuta nel traferro del magnete, non sia troppo grande. Restano così limitate le dimensioni dell'anodo e quindi anche la sua capacità di dissipazione termica.

Sia per aumentare tale capacità di dissipazione termica, sia per migliorare l'efficienza del sistema risonante, Kilgore realizzava alcuni magnetron che utilizzavano, come sistema risonante, una linea in quarto d'onda (fig. 6b) ricavata da un unico blocco cilindrico di rame massiccio assieme ai due anodi del magnetron, il tutto essendo contenuto nel bulbo del tubo, come è schematicamente illustrato in figura 10 ([8]). I magnetron costruiti dal sud-

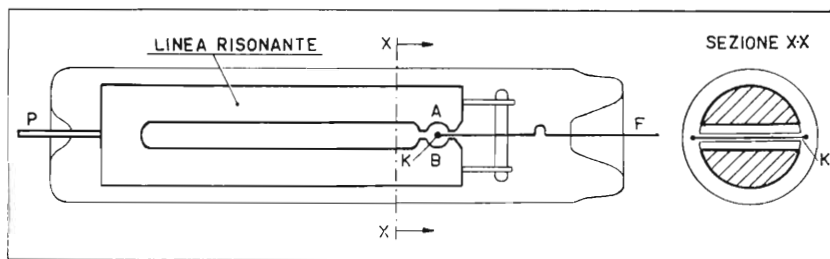



FIG. 10
Magnetron di Kilgore, comprendente in un unico blocco di rame, i due settori anodici e il risuonatore costituito da una linea in quarto d'onda.

([8]) Il magnetron di Kilgore può quindi essere considerato un primo tentativo verso il magnetron a cavità che congloba nell'anodo il sistema risonante.

detto autore avevano il diametro degli anodi di 0,5 e 1 cm. Quelli con diametro di 0,5 cm con alimentazione V di 1500 volt consentivano di ottenere, con rendimento anodico effettivo dell'ordine del 30 ÷ 35 %, frequenze fino a 600 M Hz. Un modello con raffreddamento per irradiazione, attuato secondo lo schema di figura 10 consentiva una dissipazione massima di regime di 200 watt e forniva, a 550 M Hz, una potenza utile di una cinquantina di watt con rendimento del 30 %. Un altro modello, con raffreddamento ad acqua, consentiva una dissipazione massima di circa 500 W e forniva, a 600 M Hz, una potenza utile di 100 W con rendimento del 25 %.

Magnetron a cavità.

7. - Struttura del magnetron a cavità.

Come si è già detto nel paragrafo 4 il magnetron a cavità è così chiamato perchè nell'anodo massiccio è ricavata una successione, in numero pari, di cavità risonanti; perciò la struttura degli elettrodi del tubo può assumere, per esempio, l'aspetto indicato in figura 11. Esso comprende 1) un catodo cilindrico ad accensione indiretta, 2) l'anodo massiccio con le cavità, 3) la linea coassiale (come in fig. 11) o la guida d'onda di uscita, accoppiata ad una delle cavità. L'anodo e la linea di uscita sono a potenziale continuo nullo, cioè sono connessi a massa; il potenziale di alimentazione V è applicato negativamente al catodo; perciò i due conduttori del catodo devono essere isolati per le massime tensioni di lavoro; essi sono

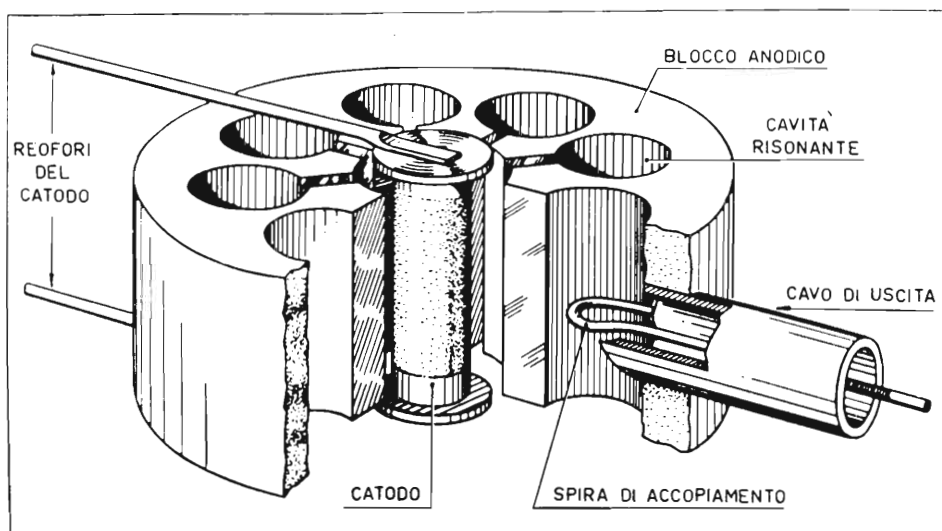



FIG. 11
Struttura di un magnetron a cavità (bibl. 11).

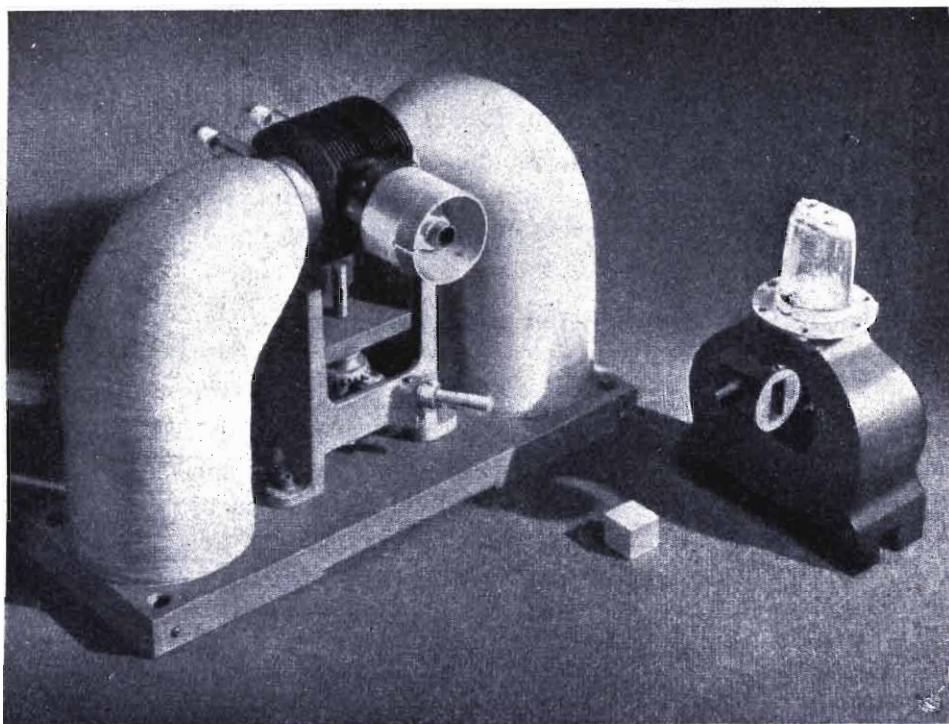



FIG. 12

A sinistra magnetron 720A-E da 1000 kW; $\lambda = 10{,}7$ cm con il suo elettromagnete; a destra magnetron 725 A da 50 kW, $\lambda = 3{,}2$ cm (fig. 35) col suo magnete permanente. Nella figura è rappresentato anche un cubo di 1 pollice di lato a titolo di riferimento (bibl. 11).

circondati, come si può osservare in figura 12 ed in altre successive, da due cappucci in vetro (talora a loro volta ricoperti entrambi da un unico coppuccio di protezione, pure in vetro). Una finestra in vetro saldato, al metallo deve chiudere la linea di uscita. Lo spazio sotto vuoto è delimitato, oltre che dalle tre suddette chiusure in vetro, da una scatola cilindrica metallica aderente alla superficie esterna dell'anodo ma più alta di esso (fig. 31). Tale scatola è spesso provvista di alette di raffreddamento (figg. 33, 34, 36, 37, 38).

Ricordiamo che tali magnetron, destinati ai radar, funzionano a regime impulsivo e perciò la tensione V, applicata negativamente al catodo, ha durata brevissima, dell'ordine del microsecondo, mentre tali impulsi vengono ripetuti con ritmo dell'ordine del migliaio di volte al secondo. La sorgente di tensione per il riscaldamento del catodo, dovendo essere prati-

camente equipotenziale col catodo stesso, deve essere isolata e far parte dell'alimentatore degli impulsi di tenesione V.

Il magnetron deve poi essere sottoposto al campo magnetico necessario per il suo funzionamento; quindi esso deve venire montato fra le espansioni polari di un magnete come è indicato in figura 12 dove a sinistra viene usato un elettromagnete ed a destra un magnete permanente. Talora il magnete permanente fa parte integrante del tubo (figg. 36, 37, 38).

8. - Descrizione generale del funzionamento.

a) *Campo a R.F. nello spazio di interazione, dovuto alle cavità.*

Supponiamo che le cavità ricavate nell'anodo siano tutte uguali fra loro come in figura 11 (fa eccezione a questa regola l'anodo a «sole nascente» di fig. 21); esse avranno quindi le stesse frequenze di risonanza. Tali cavità sono tra loro accoppiate perchè i campi elettrico e magnetico a R.F. debortano, sia nello spazio di interazione esistente fra catodo e superficie cilindrica interna dell'anodo, sia nello spazio piatto sopra e sotto il blocco anodico. Perciò tali cavità, se eccitate, oscillano in determinate condizioni di fase fra loro e non indipendentemente. Si potranno avere così vari «modi» di oscillazione, ciascuno dei quali determinerà, nello spazio di interazione, la sovrapposizione, ai campi elettrico e magnetico continui, di un campo a R.F. con particolari caratteristiche cicliche lungo la periferia anodica. Queste caratteristiche cicliche del campo a R.F., come si può facilmente intuire, saranno tali da dar origine, intorno all'anodo, alla presenza di un sistema di onde stazionarie oppure di onde progressive od infine alla combinazione delle due.

Per chiarire questo concetto consideriamo il caso più semplice. Supponiamo cioè che cavità adiacenti funzionino in opposizione di fase. Ogni settore anodico si supponga equipotenziale e la tensione a R.F. si immagini localizzata fra la fenditura; allora la distribuzione del potenziale lungo l'anodo è una spezzata tale che in ogni fenditura si ha un inversione del potenziale. Naturalmente il valore di tale salto di potenziale cambia continuamente nel tempo, per esempio con legge sinusoidale, se le oscillazioni delle cavità sono prive di armoniche.

La figura 13 rappresenta una successione di tali diagrammi per un magnetron ad otto cavità come quello di figura 11, il cui anodo si immagina sviluppato linearmente. I 9 diagrammi rappresentati sono colti negli istanti in cui la tensione a R.F. che si localizza in ogni fenditura assume il suo valore massimo, cioè ad intervalli pari a $T/2$, dove T è il periodo

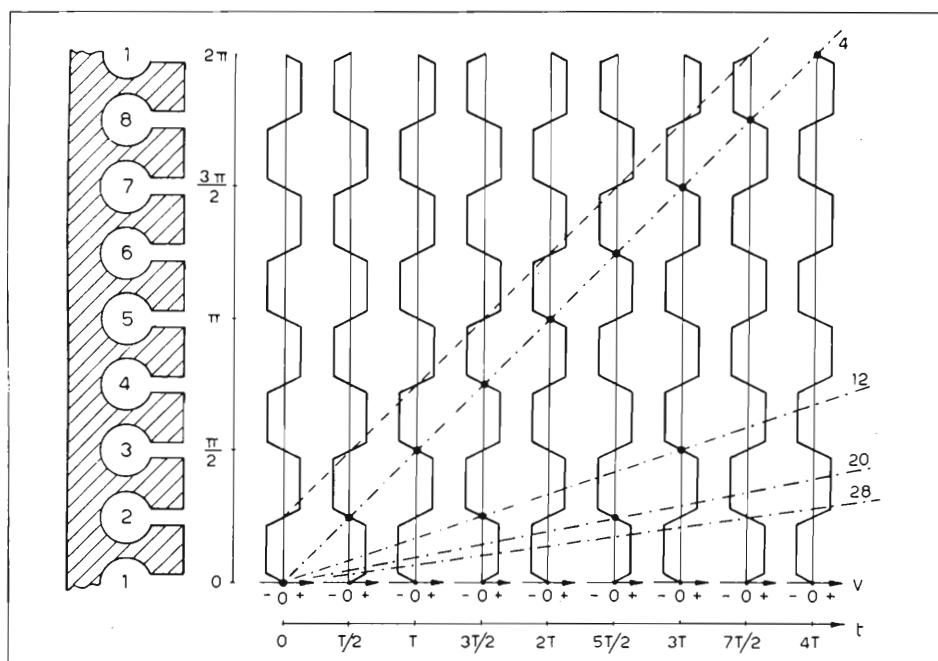



FIG. 13
Successione di diagrammi della distribuzione del potenziale lungo la superficie anodica nel caso del cosidetto «modo π» (v. § 9). Le linee a punto e tratto rappresentano i diagrammi «spazio percorso intorno al catodo - tempo» degli elettroni che cedono energia al campo a R.F.; la linea tratteggiata rappresenta lo stesso diagramma per un elettrone che, partendo con fase opposta, assorbe energia dal campo a R.F.

di oscillazione delle cavità. Per istanti intermedi il salto di potenziale che si ha in ogni fenditura diminuisce; si annulla dopo 1/4 di periodo cosichè negli istanti intermedi a quelli considerati in figura 13 tutto l'anodo è equipotenziale; dopo tali istanti il potenziale fra le fenditure cresce con polarità invertite fino a raggiungere la distribuzione del diagramma successivo.

Si noti che il campo a R.F. fra anodo e catodo è dovuto, come s'è detto, al debordamento del campo fra le fenditure e che quindi su superfici cilindriche comprese fra quella anodica e quella catodica la distribuzione del potenziale, in luogo di avere un andamento a spezzata, tende ad assumere un andamento sinusoidale di ampiezza via via minore mano a mano che ci si avvicina alla superficie del catodo. In tal caso la successione dei diagrammi di figura 13 diventa simile a quella che rappresenta la tensione istantanea in una linea perfetta, chiusa in cortocircuito (fig. 6a, III, **I**).

Ripetiamo che il caso ora considerato corrisponde ad una, la più semplice, delle possibili distribuzioni di potenziale: essa dà origine ovvia-

mente ad un campo a R.F. ad onde stazionarie; altre distribuzioni danno origine, come s'è detto, ad onde progressive eventualmente combinate con onde stazionarie (v. § 9).

b) *Scambio di energia a R.F. fra elettroni e campo delle cavità.*

Considerato così il campo a radio-frequenza dovuto al regime oscillatorio del sistema di cavità anodiche, occorre ora considerare come tale regime oscillatorio possa essere mantenuto dalle azioni reciproche fra gli elettroni e tale campo; occorre cioè vedere come gli elettroni possano cedere a tale campo parte dell'energia acquistata dal campo continuo elettrico a cui sono sottoposti, trasformando così una parte della potenza continua di alimentazione anodica in potenza oscillatoria a R.F.

Se l'induzione magnetica B a cui è sottoposto il magnetron è superiore a quella critica B_c, immaginando di sviluppare in piano la struttura cilindrica del magnetron, si è visto che gli elettroni si muovono di moto cicloidale composto di una componente rotante e di una componente longitudinale (verticale in fig. 13) di velocità u_c data dalla [6]. Nel magnetron ciclotrone veniva sincronizzata la frequenza ciclica f_c cioè il moto pendolare degli elettroni fra il catodo e l'anodo, con la frequenza di accordo del sistema risonante. Qui invece si sincronizza, con il sistema di cavità che dà origine alle onde stazionarie (o progressive) lungo l'anodo, la velocità di traslazione longitudinale u_c degli elettroni.

Anche qui si tratta di constatare che vi sono elettroni che cedono energia al campo a R.F., cioè utili, ed altri invece che assorbono energia e sono quindi dannosi; però, in determinate condizioni, questi ultimi vengono rapidamente eliminati e quindi in media l'energia ceduta dagli elettroni al campo è positiva e consente di mantenere il sistema di cavità in regime di oscillazione.

Consideriamo per esempio un elettrone che nell'istante iniziale passi di fronte alla fenditura della cavità 1, diretto verso l'alto (fig. 13) mentre il settore anodico fra 1 e 2 ha il massimo potenziale negativo, come avviene per la distribuzione di potenziale rappresentata dal primo diagramma di figura 13. In queste condizioni l'elettrone deve vincere la componente a R.F. del campo che si ha di fronte alla fenditura e cede perciò parte dell'energia, che esso possiede per virtù dei campi continui, al campo a R.F.

Supponiamo ora che la velocità di traslazione u_c dell'elettrone sia regolata (regolando B ed E) in modo che il percorso fra le due mezzarie di due fenditure successive sia compiuto in un semiperiodo. Allora, mentre l'elettrone compie tale percorso il campo s'inverte (secondo diagramma

di fig. 13) e l'elettrone trova, davanti alla seconda fenditura, un campo nuovamente ritardatore al quale deve cedere altra energia. Il *sincronismo* fra il tempo di percorrenza fra due fenditure e l'inversione dei potenziali fa sì che, continuando il suo viaggio, l'elettrone si affacci alle successive fenditure sempre negli istanti in cui il campo fra esse è frenante per cui esso deve continuare a cedere energia finchè non venga raccolto dall'anodo che finirà col raggiungere. In figura 13 la retta a punto e tratto segnata 4 rappresenta il diagramma spazio-tempo dell'elettrone considerato. Il numero 4 rappresenta il numero di periodi che l'elettrone impiega per compiere un giro intorno al catodo.

Se l'elettrone, avente sempre la velocità u_c, dell'istante 0, invece di trovarsi di fronte alla prima fenditura (o ad una qualsiasi dispari), si trova di fronte alla seconda fenditura (o ad una qualsiasi pari), poichè ivi il campo è invertito rispetto al caso precedente, assorbe energia dal campo a R.F. invece di cederne (retta tratteggiata in fig. 13).

c) *Velocità di sincronismo.*

Come s'è visto la velocità di sincronismo deve essere tale che il percorso fra due fenditure venga compiuto in un semiperiodo. Se il numero delle cavità è N si ha quindi che l'elettrone compirà l'intero giro attorno al catodo in un tempo T_s (*periodo di sincronismo*) dato da:

$$T_s = TN/2 \quad ,$$

da cui, indicando con ω_s la *velocità angolare di sincronismo,* risulta:

$$\omega_s = \frac{2\pi}{TN/2} = \frac{\omega}{N/2} \quad , \tag{11}$$

cioè *la velocità angolare di sincronismo è uguale alla pulsazione di risonanza delle cavità divisa per il numero delle coppie di cavità.*

Quella sopra calcolata non è la sola possibile velocità di sincronismo. L'elettrone è infatti costretto a cedere continuamente energia anche se il percorso fra due fenditure è compiuto in un numero dispari $k (k = 1, 3, 5, 7, ...)$ di semiperiodi, perciò in generale si avrà:

$$\omega_s = \frac{\omega}{kN/2} \quad . \tag{11'}$$

Il denominatore della [11′] $kN/2$ rappresenta il numero di periodi T che l'elettrone impiega per compiere un giro attorno al catodo.

Per il magnetron considerato, poichè si ha $N = 8$, $kN/2$ assume i valori 4, 12, 20, 28, ... In figura 13 sono state tracciate a punto e tratto le rette che rappresentano l'angolo percorso dagli elettroni nello spazio di interazione (per effetto della velocità u_c) in funzione del tempo, per i casi sopra considerati; la velocità angolare di sincronismo ω_s si può ricavare calcolando il coefficiente angolare della retta considerata; si può verificare che si ottiene la [11'].

Si può anche ricavare il valore V_s della tensione di alimentazione anodica per il quale si ottiene la velocità di sincronismo. Infatti, poichè la velocità angolare è il rapporto fra la velocità periferica e il raggio, prendendo per questo il valore medio $r_k + (r_a - r_k)/2 = (r_a + r_k)/2$, e tenendo conto della [6], si ha:

$$\omega_s = \frac{u_c}{(r_a + r_k)/2} = \frac{E/B}{(r_a + r_k)/2} .$$

Per r_a poco più grande di r_k il campo elettrico E si può ritenere uniforme e quindi si può porre $E = V/(r_a - r_k)$; allora, tenendo conto della [11'] si ottiene:

$$\omega_s = \frac{2V}{B(r_a^2 - r_k^2)} = \frac{\omega}{kN/2} = \frac{2\pi f}{kN/2}$$

da cui si può ricavare la *tensione anodica di sincronismo* V_s che risulta:

$$V_s = \frac{\pi B f}{kN/2} (r_a^2 - r_k^2) . \qquad [12]$$

In generale la [12] si può scrivere:

$$V_s = \frac{\pi B f}{kn} (r_a^2 - r_k^2) , \qquad [12']$$

dove n = numero di cicli del campo a R.F. lungo la periferia anodica. Tale numero dipende ovviamente dal modo di oscillare dell'insieme delle cavità e, mentre per il tipo di oscillazione finora considerata si ha $n = N/2$, in generale, come si vedrà, esso può assumere tutti i valori interi da 0 a $N/2$; per il risuonatore a otto cavità si ha $N = 8$ quindi $n = 0, 1, 2, 3, 4$. Ciò significa che altre velocità di sincronismo si trovano per diverse distribuzioni del potenziale sull'anodo.

Osserviamo infine che, se l'elettrone ha una velocità longitudinale che non coincide con nessuna velocità di sincronismo, *in media* esso non cederà nè assorbirà energia dal campo a R.F. Infatti l'elettrone considerato, a volte si affaccerà ad una fenditura che sopporta una componente del campo a R.F. ritardatrice, a volte si affaccerà ad un'altra fenditura che sostiene in quell'istante un campo acceleratore e l'effetto medio, proprio perchè la velocità non è in sincronismo, sarà nullo.

d) *Localizzazione degli elettroni nelle zone utili.*

Si è visto che quando gli elettroni hanno una delle velocità di sincronismo sono in grado di scambiare energia con le onde stazionarie (o progressive) del campo a R.F. determinato dalle oscillazioni delle cavità; questo scambio di energia può avvenire dagli elettroni al campo (rette a punto e tratto di fig. 13) o dal campo agli elettroni (retta a tratti di fig. 13) a seconda della «fase» dell'elettrone ossia della sua posizione in relazione al campo a R.F. Si tratta ora di dimostrare che gli elettroni tendono a concentrarsi nelle posizioni corrispondenti alla cessione di energia al campo. Tale concentrazione dà origine, nello spazio fra catodo e anodo, ad una «nube» di elettroni a forma di raggera, ruotante con la velocità di sincronismo (v. oltre fig. 16).

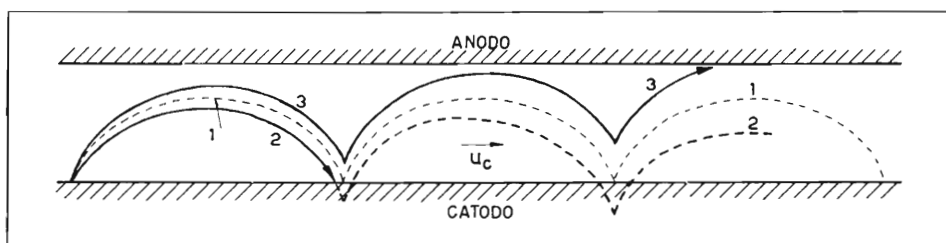



FIG. 14

Traiettorie degli elettroni del magnetron a cavità. 1 traiettoria in assenza di campo a R.F.; 2 traiettoria di un elettrone che assorbe energia dal campo a R.F., l'elettrone in seguito all'aumento della sua velocità, ricade nel catodo (la traiettoria è proseguita a tratti); 3 traiettoria di un elettrone che cede energia al campo a R.F.

La figura 14 mostra tre traiettorie di elettroni sottoposti ai campi continui elettrico e magnetico nello spazio di interazione immaginato piano anzichè cilindrico: per la traiettoria 1 tratteggiata il campo elettrico a R.F. si immagina nullo (oppure la fase dell'elettrone è tale da passare di fronte alle fenditure quando il campo a R.F. si annulla). Per la traiettoria 2 l'elettrone assorbe energia dal campo a R.F., esso viene cioè acce-

lerato tangenzialmente e sotto l'azione della sua maggiore velocità per effetto della maggiore forza data dalla [2] cadrà sul catodo alla fine del primo ciclo evitando così ogni ulteriore assorbimento di energia; in figura la traiettoria che l'elettrone seguirebbe, se non fosse raccolto dal catodo, è proseguita a tratti. Infine se l'elettrone passa di fronte alle fenditure quando il campo a R.F. è ritardatore esso cede energia al campo, la sua velocità diminuisce e le forze di attrazione del campo elettrico costante prevalgono sulla [2] e trascinano gradualmente l'elettrone verso l'anodo facendogli seguire la traiettoria 3.

Anche qui quindi, come nel caso del magnetron ciclotrone (fig. 5), gli elettroni che assorbono energia dal campo a R.F. vengono rapidamente eliminati mentre quelli utili permangono più a lungo nello spazio di interazione cedendo buona parte della loro energia al campo a R.F. Però nel caso precedente viene utilizzata soprattutto, l'energia di rotazione degli elettroni, come appare anche dalla traiettoria 3 di figura 5, dove l'ampiezza dell'ondulazione va diminuendo; invece nel caso attuale l'energia utilizzata è prevalentemente quella dovuta alla velocità u_c di spostamento longitudinale degli elettroni. Nella figura 14 infatti l'ondulazione degli elettroni rimane pressochè costante.

Si noti inoltre che la frequenza f di risonanza delle cavità non è in nessuna correlazione con la frequenza ciclica f_c data dalla [4']; la sola condizione che deve essere rispettata è:

$$f_c >> f \qquad [13]$$

cioè che il numero di ondulazione della traiettoria 3 di figura 14 compreso fra una fenditura e l'altra dell'anodo deve essere grande ([9]). Ciò che ha importanza è solo la velocità media u_c ed anzi il moto di ondulazione degli elettroni rispetto a tale velocità media è disturbatore; si deve quindi cercare di ridurlo al minimo aumentando quanto più è possibile B; infatti tale aumento riduce il raggio r_c, dato dalla [7], del cappio della traiettoria dell'elettrone (v. oltre fig. 28).

Il processo descritto di selezione degli elettroni utili e di rimozione degli elettroni dannosi determina, come s'è già accennato, la formazione di una nube elettronica a forma di raggera (v. oltre fig. 16), ruotante con la velocità di sincronismo. Tuttavia la repulsione fra gli elettroni, la diver-

---

([9]) Ciò in analogia a quanto succede nel magnetron a resistenza negativa in cui, per avere un buon rendimento, occorre che il periodo sia molto maggiore del tempo di transito, mentre, durante quest'ultimo, come si vede nella fig. 8, si compiono numerosi cicli dell'elettrone con periodo $1/f_c$.

sità delle loro velocità medie ed altri effetti secondari tenderebbero a ridurre la «concentrazione» di tale raggruppamento se non vi fosse un effetto di focalizzazione dovuto alla *componente radiale* dello stesso campo a R.F.

e) *Focalizzazione.*

Per illustrare questo effetto di concentrazione o «focalizzazione» degli elettroni nelle zone utili, consideriamo la figura 15 che rappresenta le linee di forza del campo a R.F., agenti *sugli elettroni* (quindi di direzione contraria a quella convenzionale) fra i settori anodici, nello spazio di interazione del magnetron.

FIG. 15
Linee delle forze agenti sugli elettroni (eguali alle linee di forza del campo ma con direzione invertita perchè gli elettroni sono negativi) nello spazio di interazione. Sotto sono indicate, oltre alla velocità media di traslazione degli elettroni u_c le componenti Δu_c che si sovrappongono ad essa, dovute al campo a R.F. e ruotanti con esso; esse focalizzano gli elettroni nella zona MM.

Supponiamo che la rappresentazione sia fatta in un istante di massimo della tensione fra i settori. Alla componente continua radiale (cioè verticale in figura) del campo elettrico, si sovrappone una componente, pure radiale, alternata, ΔE [10], in fase con la tensione; la forza agente sugli elettroni, relativa a questa componente, è diretta verso l'alto sotto i settori positivi e verso il basso sotto quelli negativi. Poichè la velocità di traslazione istantanea è data dalla [6] ($u_c = E/B$) sotto i settori positivi, dove la ΔE è concordante col campo elettrico costante, la velocità media u_c viene aumentata di Δu_c, mentre sotto quelli negativi la velocità media u_c risulta diminuita di Δu_c (vedi rappresentazione nella parte in basso della fig. 15). Ciò porta ovviamente alla suddetta concentrazione o focalizzazione degli elettroni nella zona intorno ad *MM* dove la componente longitudinale del campo a R.F. è massima e diretta in senso frenante rispetto alla velocità di traslazione media u_c degli elettroni.

---

[10] In fig. 15 si è invece rappresentata la $-\Delta E$ che ha la direzione della forza agente sugli elettroni.

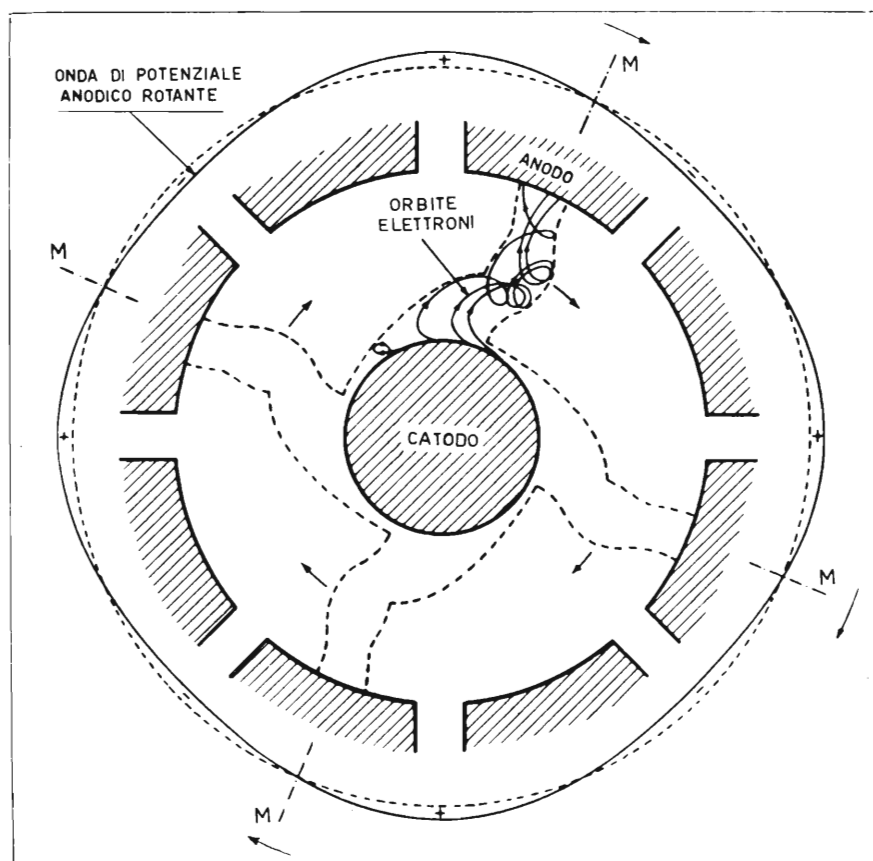



FIG. 16

Rappresentazione della nube di elettroni a raggera (delimitata dalle linee tratteggiate) che si manifesta nello spazio di interazione per effetto di « localizzazione » e di « focalizzazione » degli elettroni. In uno dei raggi sono segnate le orbite di 4 elettroni di cui, uno ritorna sul catodo e 3 raggiungono l'anodo (bibl. 11).

Naturalmente questa zona di concentrazione ruota assieme al campo a R.F. che provoca tale effetto.

Quanto sopra si può riassumere osservando che il magnetron a cavità presenta, nello spazio fra catodo e anodo, una nube di elettroni a forma di raggera, ruotante in sincronismo col campo a R.F. creato dalle cavità anodiche; ciascun raggio si trova in una regione di massimo campo ritardatore. Ciò è stato confermato mediante la reale determinazione delle traiettorie degli elettroni. Il risultato di una di tali calcolazioni è rappresentato in figura 16 che mostra le traiettorie di 4 elettroni (uno dei quali ritorna

sul catodo) di uno dei quattro raggi della raggiera, ciascuno dei quali è contenuto entro le linee tratteggiate.

9. - Comportamento del sistema di cavità risonanti.

Fin qui si è supposto che il sistema di cavità risonanti oscilli in modo che le cavità adiacenti funzionino in opposizione di fase. Questo tipo di oscillazione è effettivamente quello che si cerca di ottenere nel magnetron ma non è il solo possibile.

Per il magnetron ad otto cavità (fig. 11) nella figura 17 sono illustrate cinque configurazioni o «modi» diversi del campo elettromagnetico a R.F.; precisamente: a sinistra sono indicate le linee di forza elettriche (a segno continuo) nello spazio di interazione catodo-anodo; a destra in alto, per ciascun «modo» sono rappresentate (tratteggiate) le linee di forza magnetiche del campo a R.F. che concatenano i settori anodici; infine a destra in basso, sempre per ciascun «modo», è segnata la componente fondamentale (sinusoide) della tensione anodica a R.F. ([11]). I cinque modi si possono individuare in base al numero n di cicli del campo a R.F. che si incontrano compiendo un giro nello spazio di interazione lungo la periferia anodica. Tale numero come s'è già detto (§ 8c) è pari rispettivamente a $n=0$, $n=1$, $n=2$, $n=3$, $n=4=N/2$.

Ripetiamo che il modo di normale funzionamento è quello in basso ($n=4$) di figura 17; in esso le cavità adiacenti funzionano in opposizione di fase cioè con uno sfasamento pari a π; perciò tale modo è anche chiamato «*modo* π». Si noti che la figura 15 è una rappresentazione parziale del campo elettrico rappresentato in figura 17 a sinistra per tale modo π. Un'altra analogia si può rilevare fra uno qualsiasi dei diagrammi del potenziale di figura 13 e quello in basso a destra di figura 17; il primo ha forma di spezzata perchè si considera il potenziale sulla superficie dell'anodo, il secondo è invece sinusoidale perchè, come s'è detto, è stata rappresentata solamente la componente fondamentale della tensione anodica; quest'ultima comprende invece numerose componenti armoniche. Se in luogo di considerare la superficie dell'anodo si considera una superficie cilindrica intermedia nello spazio di interazione, la distribuzione del potenziale su questa diviene sempre più sinusoidale a mano a mano che si allon-

([11]) Non bisogna confondere i «modi» di oscillazione dell'insieme delle otto cavità rappresentati in figura 17 con i «modi» di oscillazione di una sola cavità (v. parte I, Cap. V, § 2).

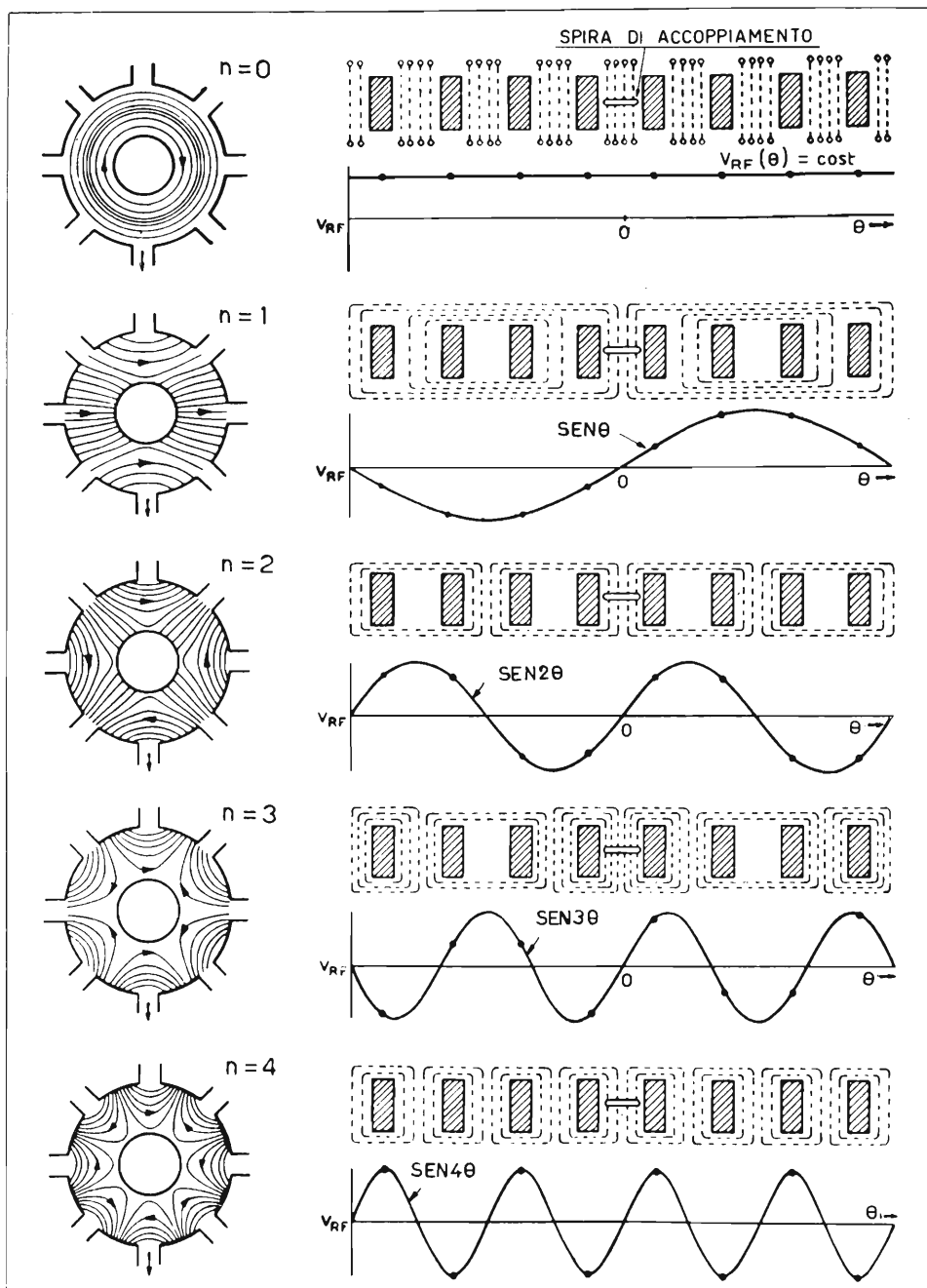



Fig. 17

Configurazione del campo elettrico (linee continue nelle figure di sinistra) del campo magnetico (linee a tratti nelle figure sopra a destra) e della componente fondamentale del potenziale (sotto a destra) che si manifestano nello spazio di interazione per $n = 0, 1, 2, 3, 4$. La freccia in una delle fenditure delle figure di sinistra indica la cavità ove è collocata la spira di accoppiamento indicata al centro nelle figure in alto a destra. I punti segnati sulle sinusoidi rappresentano il potenziale di ciascun segmento anodico nell'istante considerato (bibl. 11).

tana dall'anodo, cioè allontanandosi dall'anodo diminuiscono più rapidamente le componenti armoniche della componente fondamentale.

Nella figura 17 la freccia segnata in corrispondenza di una delle fenditure indica la cavità accoppiata al circuito esterno mentre nelle figure di destra in alto è rappresentata al centro la spira di accoppiamento concatenata col campo magnetico; il centro è preso quindi come origine delle sinusoidi che rappresentano la tensione anodica. Per il primo modo ($n = 0$) le linee magnetiche sono per esempio entranti assialmente nella cavità e uscenti, sempre assialmente, nello spazio di interazione; tutte le cavità funzionano in fase fra loro.

I punti indicati sulle sinusoidi indicano il potenziale, nell'istante considerato, del soprastante settore anodico.

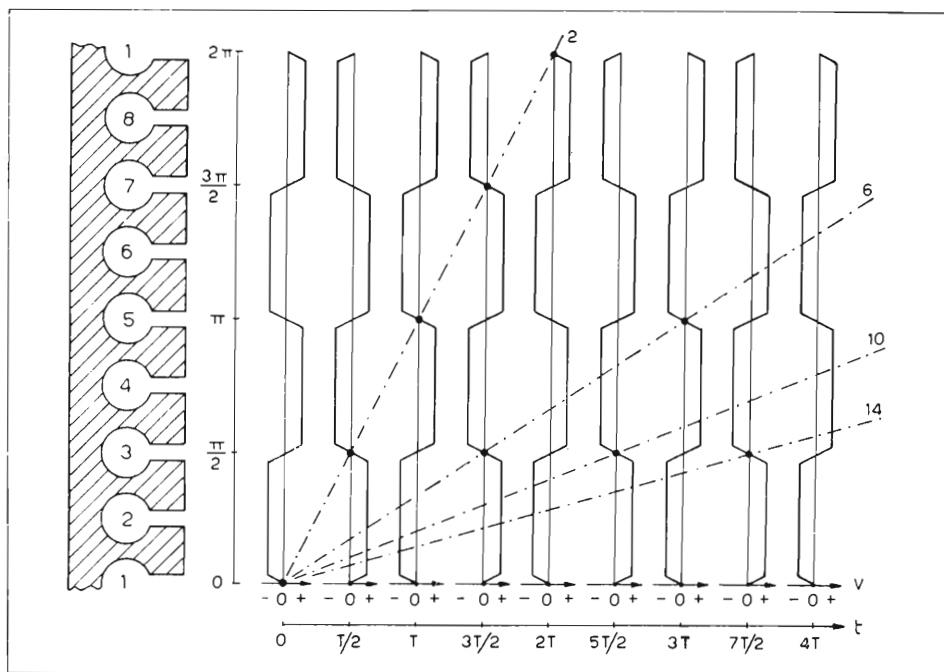



FIG. 18

Successione di diagrammi di distribuzione del potenziale lungo la periferia anodica per il modo $n = 2$ (v. fig. 17). Sono indicati a punto e tratto, come in fig. 13, i diagrammi « spazio-tempo » degli elettroni che cedono energia al campo a R.F.

La figura 18 rappresenta la successione dei diagrammi dei potenziali anodici colti ad intervalli di un semiperiodo riguardante la configurazione $n = 2$ del campo, rappresentata nel terzo modo di figura 17 ed è del tutto

simile a quella della figura 13 valida per il caso $n = 4$ di figura 17 (modo π) che è quello relativo al funzionamento normale ([12]).

10. - Separazione delle frequenze dei vari " modi ".

Le frequenze dei vari modi di oscillazione del sistema di cavità di un magnetron non differiscono molto fra di loro ed in particolare da quella del modo π. Non è facile dar ragione di ciò, tuttavia tale raggruppamento delle frequenze dei diversi modi è da attribuire agli effetti dei campi alla estremità superiore ed inferiore del blocco anodico.

Si può pensare che questo raggruppamento delle frequenze non sia un inconveniente perchè per ottenere le oscillazioni occorre che sia soddisfatta la condizione di sincronismo [12'] e quindi al variare di n cambia il valore V_s. Tuttavia la vicinanza delle frequenze suddette è inopportuna perchè, al modo π, eccitato e mantenuto dall'interazione degli elettroni, si può sovrapporre un secondo modo forzato dal modo π, specie se quest'ultimo presenta qualche disimmetria. La sovrapposizione di questo secondo modo «spurio» di oscillazione al modo principale π si manifesta in maniera da peggiorare la prestazione del sistema risonante e quindi dell'intero magnetron.

Occorre quindi cercare di ottenere la massima separazione di frequenza fra i vari modi di oscillazione. Ciò può essere ottenuto essenzialmente per due vie:

1) connettendo fra loro i settori anodici che, nel modo π, sono in fase (e quindi non sono in fase per gli altri modi); i conduttori o «*striscie*» (straps) devono avere la più piccola impedenza possibile;

2) usando, in luogo di cavità tutte identiche e quindi tutte singolarmente risonanti sulla stessa frequenza, cavità alternativamente differenti così da avere due diverse frequenze proprie di accordo; si ottiene così la struttura anodica cosiddetta a «*sole nascente*» (rising sun) ([13]).

([12]) La distribuzione del potenziale lungo i settori anodici, invece che ad onde stazionarie, com'è supposta in fig. 18, può essere, per i casi $n = 1$, $n = 2$, $n = 3$, anche ad onde progressive. Ciò comporta altri valori della velocità di sincronismo che si aggiungono a quelli sopra considerati; altri valori ancora si possono avere per i «modi» più elevati di oscillazione delle singole cavità.

([13]) Anche in un sistema di due circuiti oscillatori accoppiati sopra il valore critico si hanno due frequenze di risonanza i cui valori possono essere distanziati fra loro in due modi: 1) stringendo l'accoppiamento; 2) disaccordando i due circuiti. Nel caso del sistema di cavità anodiche l'aggiunta delle striscie equivale ad un aumento dell'accoppiamento mentre l'uso dell'anodo a «sole nascente» corrisponde al disaccordo dei due circuiti oscillatori.

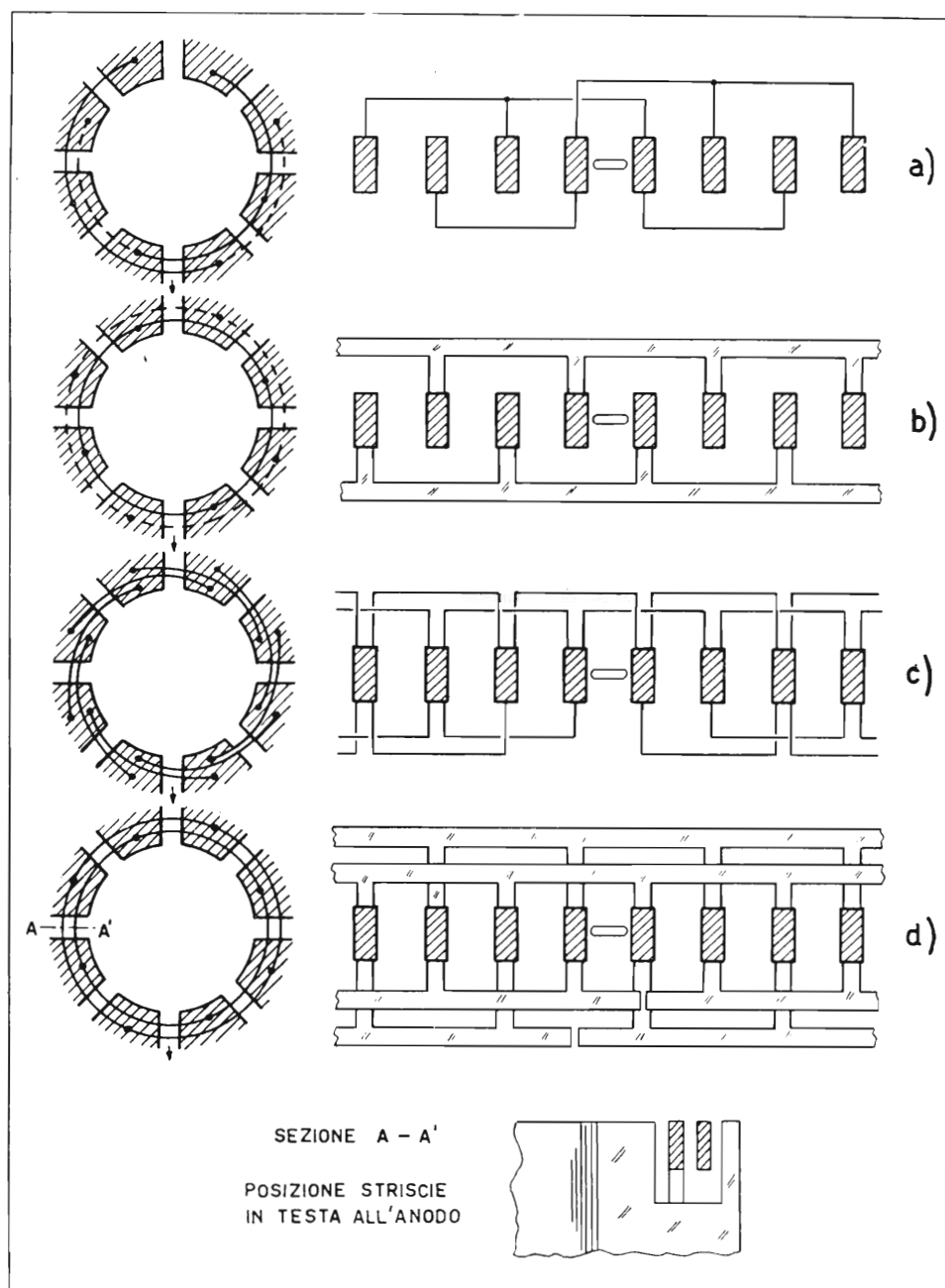



FIG. 19

Schemi di connessione dei vari settori anodici mediante le cosiddette « striscie » di collegamento. (a) schema disimmetrico britannico; (b) schema ad un solo anello da ogni lato dell'anodo; (c) schema a scaglie; (d) schema a 2 anelli per lato (può essere usato anche da un solo lato). Nei tipi (a) e (b) le striscie hanno lo stesso diametro (eccettuato un breve tratto in (a) dove si sovrappongono); in (d) le strisce hanno la stessa altezza e sono generalmente collocate in un incavo praticato nelle estremità dei settori anodici come è mostrato nella sezione AA, allo scopo di evitare che le strisce modifichino il campo a R.F. all'estremità dello spazio di interazione.

a) *Sistemi risonatori con striscie.*

La figura 19 mostra quattro tipi di connessione con striscie, dei settori anodici. Il primo è dovuto agli Inglesi, che idearono tale espediente per la separazione delle frequenze dei diversi modi. I tipi successivi sono stati studiati dagli Americani. La figura 20 fornisce la distribuzione delle lunghezze d'onda ottenute (bibl. 11): i valori, per ogni tipo di sistema anodico, sono collegati con una tratteggiata che serve solo per distinguere i vari casi. Il caso (a) corrisponde all'anodo senza striscie, si noti la piccola differenza fra le lunghezze d'onda per i diversi valori di n. Per gli altri casi vi sono le seguenti corrispondenze:

Figura 20	(b)	(c)	(d)
Figura 19	(a)	(b)	(d)

L'effetto ottenuto dipende dall'induttanza e dalla capacità delle striscie e quindi non solamente dal tipo di connessione usato ma anche dalle dimensioni e disposizione delle striscie. Perciò la figura 20 vale solo a titolo indicativo.

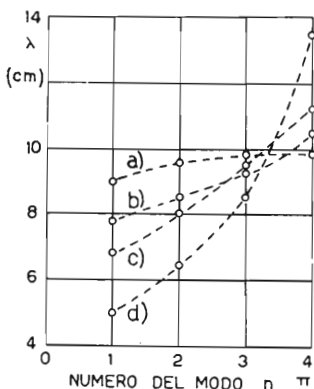



FIG. 20

Lunghezza d'onda dei vari modi di oscillazione di un sistema ad 8 cavità: (a) senza strisce; (b), (c), (d) con strisce connesse rispettivamente secondo gli schemi (a), (b), (d) di fig. 19.

Per il modo π ciascuna striscia è connessa fra *punti equipotenziali* e le due serie di striscie sono sottoposte a potenziali in opposizione fra loro; quindi la differenza di potenziale fra tali striscie è massima. Il loro effetto è prevalentemente capacitivo e la capacità fra esse si pone in parallelo con quella del sistema risonante aumentandone la lunghezza d'onda di funzionamento come si vede in figura 20.

Per gli altri modi spuri le stesse striscie connettono invece *punti a potenziali diversi*. Esse però, per quanto brevi e grosse, non riescono a mettere tali punti in cortocircuito, perchè presentano induttanza non trascurabile. Se le striscie cortocircuitassero effettivamente i punti che connettono, cioè se tali punti risultassero equipotenziali, resterebbero eliminati tutti i modi di oscillazione escluso il modo π e il modo $n = 0$ (prima riga di fig. 17) che ha il massimo scarto di frequenza rispetto al modo π; invece l'induttanza delle striscie si pone in parallelo fra i punti di connessione, determinando una riduzione dell'induttanza complessiva del sistema risonante per il modo spurio considerato.

Si può inoltre osservare che la differenza di potenziale fra due striscie adiacenti non può mai raggiungere, per i modi spuri, il valore massimo che si ha per il modo π; infatti le striscie adiacenti sono connesse a segmenti anodici i cui potenziali non sono in opposizione ma sfasati di un angolo minore di π. Perciò l'effetto delle capacità fra le striscie si riduce.

La riduzione dell'induttanza complessiva del sistema risonante e il minore effetto della capacità fra le striscie determina una riduzione della lunghezza d'onda del modo spurio considerato, come si rileva nella figura 20. In questa, l'efficacia crescente delle striscie nella succesione (b), (c), (d) è altresì ottenuta, sia aumentando la capacità fra le striscie e fra striscia e anodo, sia aumentando la sezione delle striscie e diminuendo così la loro induttanza.

Poichè l'induttanza delle striscie dipende dalla loro lunghezza la loro efficacia si riduce all'aumentare del diametro dell'anodo, aumento che può essere richiesto, sia dall'aumento della tensione di alimentazione per ottenere potenze più elevate, sia dall'aumento del numero di cavità lungo la periferia dell'anodo. Inoltre l'efficacia delle striscie diminuisce al crescere dell'altezza assiale dell'anodo.

Di grande importanza è anche il grado di simmetria del sistema di striscie. Si noterà che il sistema di figura 19a non è simmetrico mentre gli altri tipi sono simmetrici salvo una «rottura» di tale simmetria, appositamente inserita, almeno da una parte dell'anodo. Tale rottura è inserita in un punto nodale della corrente per il modo π cosicchè essa non distrugge la simmetria di tale modo, mentre invece riduce ulteriormente la possibilità che si manifestino oscillazioni per i modi spuri più elevati (p. es. per il magnetron a 8 cavità, una sola rottura evita soprattutto le oscillazioni corrispondenti ad $n = 3$ che sono le più prossime a quelle del modo π).

Infine può essere utile disporre le striscie in incavi ricavati nelle estremità del blocco anodico come è mostrato dalla sezione A-A di figura 19d. Ciò per evitare che il campo, creato dalle fenditure anodiche nello spazio di interazione, venga perturbato, verso le estremità assiali, da quello che possono creare le striscie se queste si affacciano alle estremità dello spazio di interazione. Le striscie restano così schermate entro lo stesso blocco anodico.

b) *Anodo a «sole nascente».*

Il secondo metodo per ottenere una oscillazione «pura» secondo il modo π, è quello di usare una struttura anodica comprendente una successione di cavità di due diverse dimensioni, alternativamente piccole e grandi.

Questo tipo di anodo è adatto soprattutto nel campo delle onde molto corte dove le striscie divengono molto piccole e quindi di difficile costruzione. Inoltre, per le onde molto corte conviene usare una cavità che, a parità di lunghezza d'onda risulti di dimensioni più grandi anche per rendere più agevole la lavorazione meccanica. Conviene perciò sostituire alla cavità a «buco di chiave» fin qui considerata, una cavità a semplice fenditura. La prima cavità non è molto lontana da un sistema a costanti concentrate perchè il campo magnetico è soprattutto concentrato nella parte cilindrica della cavità mentre il campo elettrico si concentra soprattutto fra le superfici affacciate della fessura che collega il cilindro cavo con lo spazio di interazione. Invece la seconda cavità si può ritenere costituita da una linea a costanti distribuite uniformemente, funzionante in quarto d'onda (v. parte I, Cap. V, fig. 6); la sua lunghezza radiale pari a quasi $\lambda/4$ risulta assai maggiore di quella della cavità a «buco di chiave».

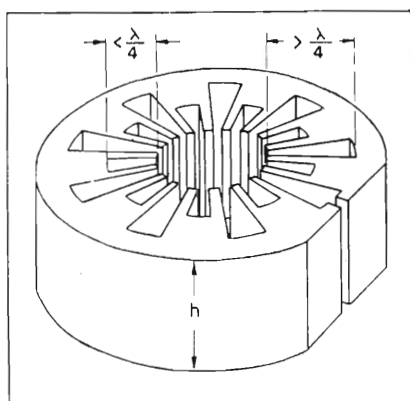



FIG. 21
Anodo risuonatore a «sole nascente» a 18 cavità una delle quali ha una fenditura per l'accoppiamento alla guida d'onda di uscita.

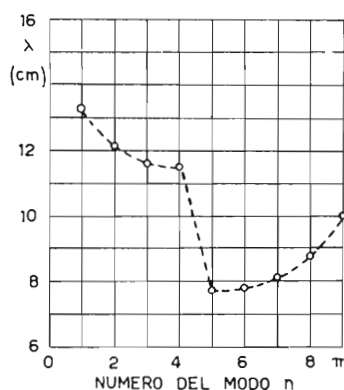



FIG. 22
Lunghezze d'onda dei vari modi di oscillazione di un anodo del tipo rappresentato in fig. 21.

Ciò premesso un anodo del tipo cosiddetto a «sole nascente» di 18 cavità, 9 grandi e 9 piccole, prende l'aspetto indicato in figura 21 mentre nella figura 22 è indicata la distribuzione delle lunghezze d'onda dei vari modi di oscillazione. Si constata che il modo π ossia il modo $n = N/2 = 18/2 = 9$ ha una lunghezza d'onda ben diversa da quella di ogni altro modo. I modi sono raggruppati in due serie a causa delle due dimensioni delle due serie di cavità, di cui una ha lunghezza radiale maggiore e l'altra minore di $\lambda/4$.

L'anodo a «sole nascente», oltre al vantaggio di non richiedere le striscie presenta alcuni altri vantaggi tutti utili nel campo delle onde dell'ordine di pochi centimetri o meno:

1) la separazione di frequenza dei vari modi, a differenza di quanto avviene con le striscie, è indipendente dall'altezza assiale h e dal numero di cavità; ciò consente, aumentando sia l'altezza sia N, di attuare anodi che abbiano complessivamente dimensioni abbastanza grandi anche se le singole cavità sono molto piccole (λ molto piccola) e quindi di ottenere potenze abbastanza elevate su frequenze molto alte;

2) l'assenza di perdite nelle striscie consente di ottenere fattori di qualità delle cavità più grandi nel campo delle onde molto corte.

La diversità fra le due serie di cavità è però anche fonte di un inconveniente. La frequenza del modo π è intermedia fra le due frequenze di accordo proprie delle due cavità. Allora, considerando il contorno dell'anodo come una linea, la distribuzione del potenziale lungo tale contorno ha i nodi al centro del fondo di ciascuna cavità; i ventri di tensione cadono quindi a circa metà fra i nodi di tensione lungo il contorno anodico e perciò, essendo due cavità adiacenti diverse, non cadono al centro del segmento anodico affacciato al catodo, bensì in un punto un po' interno nella cavità più grande. Ciò è illustrato in figura 23 dove le freccie continue indicano la distribuzione della corrente superficiale e le freccie tratteggiate il campo elettrico. In conseguenza di tale distribuzione, il campo elettrico nello spazio di interazione di fronte alle fenditure delle cavità maggiori, è più intenso di quello che si ha fra le fenditure delle cavità minori. Poichè nel modo π tutte le cavità grandi sono in fase, l'eccesso di campo che si presenta di fronte ad esse produce una componente elettrica di valore indipendente dalla posizione, come per il modo $n = 0$ di figura 17.

FIG. 23
Data la posizione dei ventri di tensione si nota che il campo elettrico di fronte alle cavità più grandi è maggiore che di fronte a quelle più piccole; ciò determina una componente del campo elettrico indipendente dalla posizione vale a dire una componente corrispondente al modo $n=0$ (fig. 17).

La presenza di tale componente spuria del campo determina un abbassamento del rendimento quando la frequenza di lavoro è prossima a quella ciclica data dalla [4′]. Supposto che lo spazio d'interazione sia piano ciò succede per $f = u/\lambda = f_c = eB/(2\pi m)$ da cui:

$$\lambda B = 2\pi\, um/e = 1{,}07 \cdot 10^{-2}\ \mathrm{Wb/m} = 10700\ \mathrm{gauss/cm} \quad . \qquad [14]$$

Per il caso del magnetron cilindrico si ha invece:

$$\lambda B = \backsim 12500\ \mathrm{gauss/cm} \quad . \qquad [14']$$

Nel magnetron con anodo a «sole nascente» occorre perciò evitare valori di campo magnetico che soddisfino alla relazione [14′]; per lo più si scelgono valori di B superiori in maniera che risulti $f < f_c$ cioè che la frequenza ciclica sia superiore a quella da funzionamento.

11. - Regolazione di frequenza: accordo.

La struttura del sistema di cavità di un magnetron non si presta a variazioni notevoli della sua frequenza di funzionamento. Perciò il magnetron è essenzialmente un *generatore a frequenza fissa.* Ciò nonostante è possibile effettuare piccole regolazioni di frequenza attraverso vari metodi che desideriamo passare brevemente in rassegna.

Per accordare un magnetron è necessario variare in qualche modo la scuscettanza del suo sistema risonante. Ciò può essere ottenuto, all'esterno del magnetron stesso, variando l'ammettenza del carico o del sistema di accoppiamento fra il carico e le cavità anodiche. Questo metodo consente regolazioni tanto più ampie quanto più stretto è l'accoppiamento suddetto, tuttavia esso altera le condizioni di adattamento e quindi il rendimento della trasmissione di energia fra magnetron e carico. Per questa ragione il metodo consente regolazioni solo in un campo molto ristretto che generalmente non supera il $\pm 0{,}2\,\%$ della frequenza centrale (vedi «cifra di stiramento» § 12c e ultima riga tabella).

Per ottenere campi di regolazione più vasti occorre variare direttamente i parametri del sistema di cavità anodiche.

Furono tentati vari metodi per variare la frequenza di risonanza dell'intero sistema di cavità agendo su una sola di esse. Del resto il metodo sopra accennato di variare l'ammettenza del carico appartiene a tale cate-

goria. Tutti i sistemi sperimentati di questo tipo non diedero però buon risultato (bibl. 11).

Si ricorse allora ai sistemi simmetrici che agiscono contemporaneamente su tutte le cavità.

La figura 24 illustra tre sistemi per conseguire lo scopo nel caso di un anodo del tipo di figura 11.

In a) otto cilindretti di rame, penetrando nella parte cilindrica delle cavità, ove si concentra la maggior parte del flusso magnetico, riducono l'induttanza del sistema, la cui frequenza viene quindi aumentata. Si sono così ottenuti campi di regolazione fino al $\pm$ 7 %. Il sistema presenta l'inconveniente che al crescere della frequenza cresce la reattanza induttiva ωL delle « striscie » e quindi diminuisce la separazione fra le frequenze dei vari modi.

FIG. 24
Sezioni diametrali del blocco anodico che mostrano tre metodi diversi di accordo del sistema di cavità: a) per riduzione di induttanza mediante l'inserzione nella parte cilindrica delle cavità di altrettanti cilindretti di rame (v. fig. 36); b) per aumento di capacità delle cavità ottenuta mediante l'abbassamento di un anello, a forma di U rovesciato, che si incastra in apposite scanalature praticate nell'anodo; c) per aumento della capacità fra le strisce e diminuzione della loro induttanza (v. anche fig, 33) ottenuta in maniera analoga al caso b) (bibl. 11).

In figura 24b è invece indicato un metodo per variare la capacità di ciascuna cavità; questa capacità si manifesta soprattutto fra le pareti affacciate della fenditura che collega la parte cilindrica allo spazio di interazione. La variazione di capacità si ottiene inserendo un anello con sezione ad U rovesciato, nelle apposite scanalature praticate nell'estremità anodica superiore. Nella parte inferiore dell'anodo sono invece collocate le striscie. Inserendo l'anello suddetto aumenta la capacità quindi diminuisce la frequenza del sistema. Il campo di regolazione della frequenza per il modo $\pi(n = N/2)$ è limitato (circa ± 5 %) perchè le frequenze dei modi corrispondenti a più piccoli valori di n, che sono normalmente più

alte, diminuiscono ancora più rapidamente, avvicinandosi alla frequenza del modo π e perfino scendendo al di sotto di essa.

In figura 24c con lo stesso sistema di figura 24b viene variata sia la capacità fra le striscie, sia l'induttanza delle striscie stesse. Affondando infatti l'anello, a forma di U rovesciato, nella scanalatura praticata nei due anelli che costituiscono le striscie del tipo d) di figura 19, si ottiene, sia un aumento della capacità fra le due striscie, sia una riduzione della loro induttanza, perchè aumenta la loro sezione utile in quanto anche l'anello ad U rovesciato contribuisce sempre più a condurre la corrente delle striscie. L'aumento di capacità, come si è visto (fig. 20), determina un aumento della lunghezza d'onda del modo π; la diminuzione dell'induttanza delle striscie determina invece una diminuzione di λ per i modi di numero $n < N/2$. Perciò l'inserzione dell'anello ad U rovesciato produce una diminuzione della frequenza utile (modo π) senza l'inconveniente che si ha per il caso di figura 24b di una minore separazione delle frequenze degli altri modi. Questo mezzo di regolazione è stato usato per campi di regolazione della frequenza di oltre il $\pm 6\%$.

Poichè la lunghezza d'onda del sistema di cavità è proporzionale alle dimensioni lineari, al variare della temperatura, λ varia in ragione del coefficiente di dilatazione del rame ($17 . 10^{-6}$ per °C) di cui è fatto l'anodo.

12. - Caratteristiche dei magnetron a cavità.

a) *Caratteristiche* $V = f(B)$.

La relazione [10], rappresenta, in un piano come quello di figura 25, che abbia per ordinate le tensioni di alimentazione anodica e per ascissa l'induzione magnetica statica B, una parabola. Nella sua parte interna la corrente anodica attraversa il tubo anche in regime continuo, percio il funzionamento si manifesta necessariamente nella parte quadrettata di figura 25.

La relazione di sincronismo data dalla [12'] fissa una condizione di proporzionalità fra la tensione V_s che assicura il sincronismo e l'induzione B; tale relazione, riportata sul grafico V, B, è una retta passante per l'origine come quella tratteggiata in figura 25. Si ricordi che la [12'] è una relazione approssimata perchè, fra l'altro, è stata ricavata per un campo elettrico fra catodo e anodo supposto uniforme. Uno studio più approfondito, che tenga conto anche del campo a R.F., mostra che la condizione in base alla quale gli elettroni, pur conservando la velocità di sin-

cronismo, riescono appena ad arrivare all'anodo (e sono perciò ancora in grado di cedere energia nello spazio di interazione) con minima ampiezza del campo a R.F., è data dalla seguente relazione dovuta a Hartree:

$$V = \frac{\pi B f}{k n} (r_a^2 - r_k^2) - 2 \frac{m}{e} \left(\frac{\pi f r_a}{k n} \right)^2 \tag{15}$$

che differisce dalla [12′] per la presenza del termine negativo e che perciò, rappresentata in figura 25, è una retta parallela a quella tratteggiata, ma più bassa; tale retta risulta tangente alla parabola [10].

La relazione [15] fornisce, in funzione di B, la minima tensione di alimentazione anodica che consente il passaggio di corrente in regime oscillatorio e costituisce una specie di retta di interdizione al di sotto della quale cessa il funzionamento oscillatorio.

FIG. 25

Caratteristiche $V = f(B)$. Il funzionamento ha luogo, a destra della parabola (giacchè nel suo interno la corrente scorre anche in regime continuo) e lungo un segmento parallelo alla condizione di sincronismo data dalla [12′] che si traduce in una retta per ciascun valore di n.

Vi sono quindi due limiti di interdizione: quello per il regime continuo dato dalla parabola [10] e quello per il regime oscillatorio dato dalla retta [15]. Il funzionamento del magnetron ha luogo fra questi due limiti. Per un dato B e per tensioni superiori a quella del corrispondente punto della parabola nel magnetron si ha corrente, come in un normale diodo in saturazione, anche in assenza di oscillazioni. Per tensione di alimentazione anodica minore in regime continuo la corrente cessa ma essa può ristabilirsi se il sistema di cavità anodiche è sede di oscillazioni; d'altra parte affinchè queste oscillazioni si mantengano è necessario che gli elettroni cedano energia al campo e che quindi sia soddisfatta la condizione di sincronismo (cioè approssimativamente la [12′]). Abbassando ulterior-

mente la tensione di alimentazione anodica si giunge al valore dato dalla [15] al di sotto del quale non vi è più corrente anodica neppure in presenza del campo a R.F. e quindi il funzionamento cessa.

Nella figura 25 sono state tracciate, fino al punto di tangenza con la parabola, le rette corrispondenti alla [15] per $n = 4$, $n = 3$, $n = 2$ e per k sempre uguale ad 1 ([14]). Si noti che, nella [15] per un dato magnetron, fissato B, al variare di n cambia, secondo quanto risulta a titolo di esempio nel grafico di figura 20, anche il valore di f.

Il funzionamento effettivo del magnetron ha luogo lungo una caratteristica V, B intermedia fra quella data dalla [15] e quella data dalla [12'] come è indicato dal segmento segnato in figura 25, passante per il punto di funzionamento.

Si noti che le suddette relazioni che legano tra loro V, B, e il modo di oscillazione n consentono di prefissare i valori da assegnare a V e B per ottenere che il modo di oscillazione sia effettivamente quello voluto che generalmente è il modo π per il quale $n = N/2$.

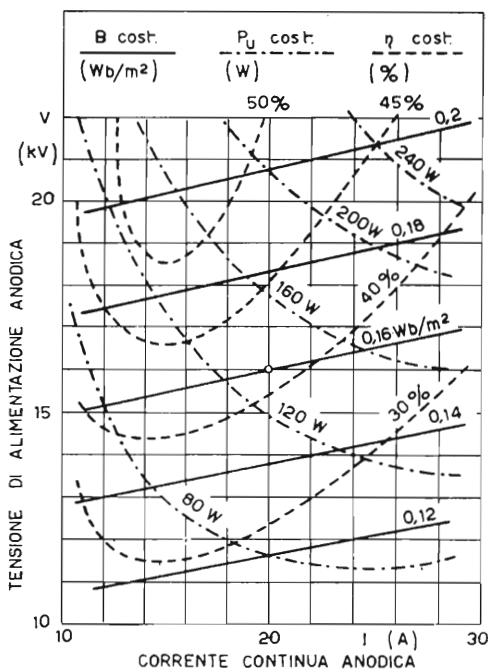



FIG. 26

Caratteristiche di prestazione del magnetron i cui dati sono riportati in fig. 25. Sono tracciati i luoghi per B = cost., P_u = cost., η = cost.

b) *Caratteristiche di prestazione.*

Un altro importante grafico, che fornisce le caratteristiche di prestazione del magnetron è quello di figura 26. In esso, riferiti ad un sistema di assi cartesiani V, I, sono tracciati i luoghi di costante induzione B (linee continue), di costante potenza utile P_u (linee a punto e tratto), e di costante rendimento η (linee a tratti). Il grafico di figura 26 si riferisce al magnetron di figura 25.

([14]) I casi considerati nelle figure 13 e 18, in cui gli elettroni girano attorno al catodo con velocità $k = 3, 5, 7, ...$ volte minore, danno origine ad un minore scambio di energia nello spazio di interazione e perciò non interessano.

Il fatto che i luoghi di costante B siano quasi orizzontali, rettilinei ed ugualmente spaziati è una manifestazione della proporzionalità fra B e V fissata dalle relazioni [12′] e [15]. Il funzionamento si localizza in un punto che sta sopra la retta $n = 4$ di figura 25, perciò, a parità di B, V assume un valore superiore a quello dato dalla [15] che cresce lievemente al crescere della corrente anodica; ciò determina l'inclinazione delle rette $B =$ cost di figura 26.

Dalle caratteristiche di figura 26 se ne possono dedurre numerose altre: per esempio quelle della potenza e del rendimento per induzione B costante, riportate nella figura 27; i punti segnati su tali curve sono quelli che si possono dedurre direttamente dalle intersezioni delle curve $P_u =$ cost ed $\eta =$ cost con la retta $B =$ cost, sul grafico di figura 26.

Si noterà che per $I =$ cost il rendimento η cresce al crescere della tensione V e che invece per $V =$ cost al variare della corrente esso raggiunge un massimo che in figura 26 si ha per $I = \sim 15$A.

FIG. 27
Andamenti della potenza P_u e del rendimento η per $B =$ cost. dedotti dalle caratteristiche di fig. 26. I punti che si possono ricavare direttamente sono segnati.

Il rendimento complessivo η si può ritenere dovuto al prodotto di due rendimenti parziali: quello del circuito risonante η_c che si può ritenere indipendente dai parametri considerati nella figura 26, e quello elettronico η_e che dipende invece da tali parametri.

L'aumento di η_c al crescere di V (e quindi di B) è dovuto soprattutto al fatto che, al *crescere* di V *diminuisce* l'energia cinetica con cui gli elettroni colpiscono l'anodo. Per rendersi conto di questo fatto, che a prima vista può sembrare paradossale, occorre osservare che nella cuspide della sua traiettoria (fig. 14) l'elettrone ha velocità praticamente nulla; perciò l'energia cinetica perduta sull'anodo è quella acquistata dall'elettrone nell'ultimo arco (incompleto perchè interrotto dall'urto) della sua traiettoria cicloidale. Occorre quindi che questo sia di piccola ampiezza. Ciò è illustrato in figura 28 ove l'energia acquistata dall'elettrone a partire dall'ultima cuspide nei due casi considerati è uguale in valore assoluto perchè $V'/4 = 2V/4 = V/2$; ma è più piccola in valore relativo nel secondo caso giacchè essa è pari a 1/4 del totale invece di essere la metà

FIG. 28

Orbite di elettroni utili (v. fig. 14 traiettoria 3). Nel caso a destra l'induzione B e la tensione V sono doppie (in maniera da mantenere inalterata la velocità di sincronismo); perciò l'energia cinetica perduta sull'anodo, pur essendo uguale in valore assoluto, è, nel secondo caso, la quarta parte di quella totale invece che la metà di quella totale, come succede nel primo caso.

come nel primo caso. Ciò in accordo con la [7] che dà il raggio del cerchio rotante di figura 3 e quindi la distanza dell'ultima cuspide dall'anodo che risulterà pari a circa $2r_c$ e quindi proporzionale a V/B^2; infatti poichè V/B è quasi costante (vedi relaz. [12'] e [15]) la distanza dell'ultima cuspide risulta inversamente proporzionale a B (o a V).

La diminuzione di η_e per valori minori o maggiori del valore ottimo della corrente I (15 A per la fig. 26) è da attribuire, almeno in parte, alla diminuzione dell'effetto di focalizzazione. Per correnti troppo deboli ciò si manifesta per insufficienza del campo a R.F. che determina l'effetto di focalizzazione secondo il meccanismo illustrato dalla figura 15. Per correnti troppo intense si ha uno sfioccamento della nube a forma di raggiera (fig. 16) dovuto all'eccessiva densità della nube stessa e quindi alla sua elevata carica spaziale.

Notevole importanza sul rendimento elettronico assume anche l'emissione elettronica alle due estremità del catodo che danno origine ad una corrente dispersa non ben comandata dal campo a R.F. Ciò dipende dalla struttura delle estremità del catodo, delle circostanti pareti e dalla forma dei poli magnetici. Le disimmetrie del campo elettrico e di quello magnetico tendono in generale ad esercitare sugli elettroni una forza diretta verso il centro del catodo conducendo così, anche gli elettroni emessi dalle estremità, nello spazio di interazione. I dischi di estremità, montati sul catodo come si vede per es. in figura 11, favoriscono questa azione di concentrazione degli elettroni.

c) *Diagramma di Rieke.*

Si è già detto nel paragrafo precedente che un mezzo per regolare entro

ristretti limiti (qualche unità per mille) la frequenza generata può essere quello di regolare l'ammettenza del carico esterno al magnetron.

In condizione di perfetto adattamento fra il sistema risonante del magnetron e il carico esterno, nel cavo coassiale o nella guida d'onda che collegano queste due parti non sono presenti onde stazionarie, quindi risulta: rapporto di onde stazionarie $p = V_{max}/V_{min} = 1$ (cioè coefficiente di riflessione $k = 0$). Variando il carico, tale condizione non è più soddisfatta ed

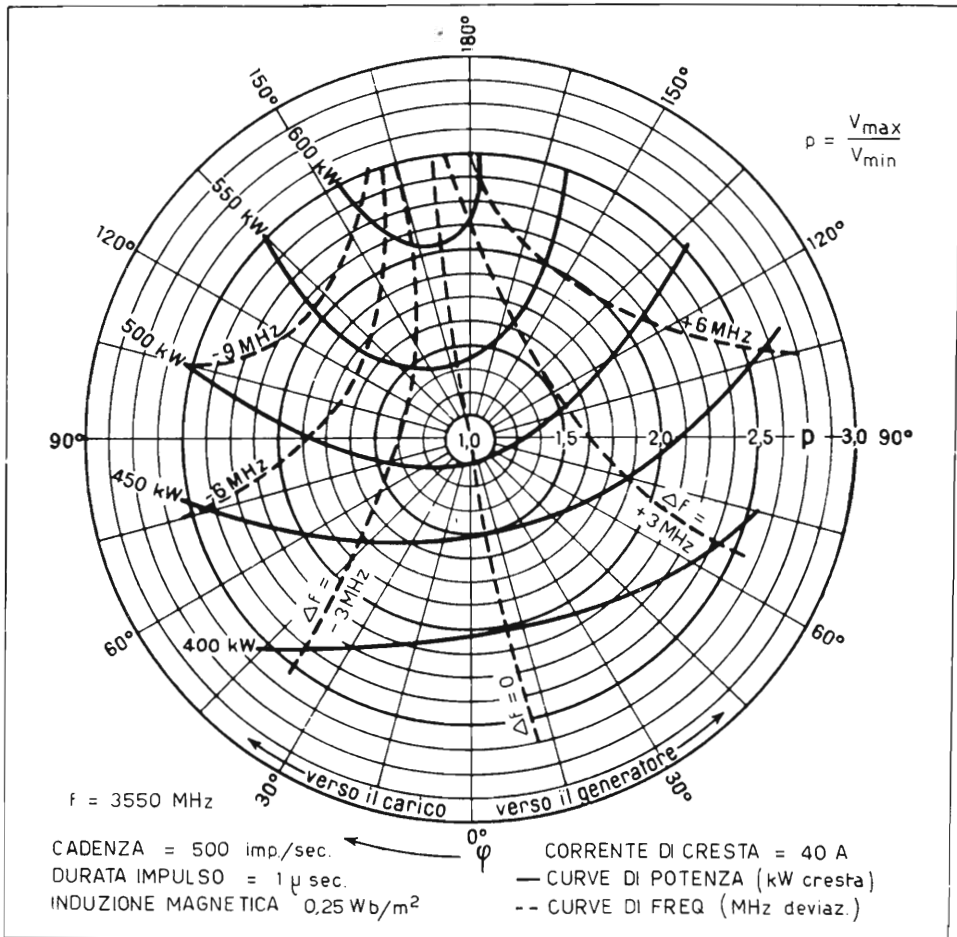



Fig. 29

Diagramma di Rieke del magnetron AJ 39 (analogo ai tipi AJ 45-47, i cui dati sono riportati nella tabella che segue, ma per $\lambda = 8{,}5$ cm.). Fornisce i luoghi per $P_u = \text{cost.}$ e $\Delta f = \text{cost.}$ (Δf = scarto di frequenza da quella ottima) al veriare del carico. Le variazioni del carico sono espresse in funzione del rapporto di onde stazionarie p (raggio dei cerchi) e dell'angolo φ (indicato sulla circonferenza esterna).

è possibile determinare sia il rapporto di onde stazionarie V_{max}/V_{min}, sia il luogo ove si manifesta il minimo che, a partire dalla flangia di connessione fra magnetron e linea, può trovarsi, sia verso il generatore (cioè nell'interno del magnetron) sia verso il carico. Misurando la distanza x_0 dalla flangia, del punto di minimo, si può trasformare tale distanza in gradi elettrici con la formula:

$$\varphi = 4\pi x_0/\lambda \quad .$$

Il diagramma di Rieke, riportato per il magnetron 4J39 ([15]) in figura 29 (bibl. 10), mostra come varia la frequenza e la potenza generata dal magnetron in funzione del rapporto di onde stazionarie p portato radialmente dal centro e dell'angolo φ. Su tale grafico a coordinate polari sono segnati con linea continua i luoghi di costante potenza di uscita P_u e con linea a tratti i luoghi di costante frequenza, il cui scarto Δf, dalla frequenza centrale, che si ottiene per la condizione di perfetto adattamento del carico, è indicato in M Hz su ciascuna linea a tratti, così come su ciascuna linea continua è indicata la potenza in kW.

La massima deviazione di frequenza Δf_{max} che si può ottenere per un rapporto di onde stazionarie pari a $p = 1{,}5$ ([16]) viene chiamata «cifra di stiramento» (pulling figure). Per il magnetron di figura 29 la cifra di stiramento è di circa 4 M Hz per diminuzioni di frequenza e di circa 3 M Hz per aumenti cioè dell'ordine del 0,1 % della frequenza di lavoro (3550 M Hz).

13. - Rapporti fra parametri e dimensioni - Principio di similitudine.

Fra le dimensioni degli elettrodi di un magnetron e i suoi parametri di funzionamento, quali V, B, I, λ, esistono relazioni che possono essere messe a profitto nel progetto di un nuovo tubo in base ai risultati ottenuti

---

([15]) Questo magnetron, non elencato nella tabella che segue, ha caratteristiche simili a quelle dei magnetron della serie 4J45-47, i cui dati si trovano nella tabella suddetta, con la differenza che la lunghezza d'onda è di 8,5 cm invece di 10,7 cm.

([16]) Poichè si ha (I, Cap. II, § 7):

$$k = \frac{V_{max} - V_{min}}{V_{max} + V_{min}} = \frac{p - 1}{p + 1}$$

per $p = 1{,}5$ risulta $k = 0{,}2$.

su un tubo simile, già costruito. Nel caso in cui lo spazio di interazione rimanga geometricamente simile e il magnetron funzioni nello stesso modo si consegue presumibilmente lo stesso rendimento quando le orbite degli elettroni rimangono simili. D'altra parte è stato dimostrato e verificato sperimentalmente che tali orbite rimangono simili quando si ha:

$$\text{carico} = \text{costante} \; ; \qquad \lambda B = \text{costante} \; ;$$
[16]
$$V(\lambda/r_a)^2 = \text{cost.} \; ; \qquad I \frac{\lambda^3}{r_a^2 h} = \text{cost.} \; ;$$

tali relazioni costituiscono il *principio di similitudine.*

Nel caso in cui tutte le dimensioni lineari di un dato magnetron siano moltiplicate per lo stesso fattore D si ha che la nuova lunghezza d'onda λ' sarà anch'essa moltiplicata per D e quindi si avrà:

$$r_a' = Dr_a \; ; \qquad r_k' = Dr_k \; ; \qquad h' = Dh \; ; \qquad \lambda' = D\lambda \; ;$$

inoltre dalle [16] si ottiene:

$$\lambda' B' = \lambda B \qquad \text{quindi} \qquad B' = B/D \; ;$$
$$V'(\lambda'/r_a')^2 = V(\lambda/r_a)^2 \qquad \text{quindi} \qquad V' = V \; ;$$
$$I \frac{\lambda'^3}{r_a'^2 h'} = I \frac{\lambda^3}{r^2 h} \qquad \text{quindi} \qquad I' = I \; ;$$

cioè, mentre il campo è inversamente proporzionale a D e quindi alla lunghezza d'onda, V ed I sono indipendenti da λ.

La più importante limitazione all'applicazione del principio di similitudine col diminuire della lunghezza d'onda e quindi delle dimensioni del magnetron si incontra nella costruzione del catodo. Infatti in base al principio suddetto la superficie S del catodo è proporzionale al quadrato di λ e poichè invece I deve rimanere costante la densità di corrente J risulta proporzionale a:

[17]
$$J = I/S \equiv 1/\lambda^2 \equiv 1/D^2 \; .$$

I catodi dei magnetron sono stati enormemente perfezionati fino a raggiungere, per piccole superfici, densità di emissione di 50 A/cm² (ciò in parte anche a spese della durata del catodo stesso); tale densità è enorme e non risulta spiegata in base alle teorie fin qui note sull'emissione elettronica; simili risultati sono stati invero ottenuti più per via sperimentale

che per via teorica; a titolo di raffronto si pensi che la densità di emissione dei catodi nei normali tubi a vuoto è dell'ordine di 0,5 A/cm^2, cioè 100 volte più piccola.

Malgrado questi perfezionamenti, nei magnetron per onde inferiori a 10 cm non si riesce ad aumentare J in ragione inversa del quadrato di λ come vuole la [17]. Si è quindi costretti a scegliere diametri e lunghezze assiali del catodo più grandi di quelli richiesti dal principio di similitudine. Ciò richiede un aumento relativo anche del diametro anodico e quindi del numero di cavità.

Un'altra limitazione nell'applicazione del principio di similitudine sta nel fatto che, al diminuire della distanza fra catodo e anodo rimane costante V e quindi aumenta la possibilità dell'innesco di archi fra catodo e anodo anche in conseguenza dell'elevata densità di corrente richiesta.

14. - Impiego dei magnetron nei radar.

a) *Limitazioni di potenza.*

Occorre ricordare, come s'è già accennato nel paragrafo 7, che il magnetron a cavità è stato attuato essenzialmente per il funzionamento ad impulsi richiesto nei radar.

Concettualmente il circuito d'impiego del magnetron a cavità nei radar è molto semplice. Per ragioni di sicurezza degli operatori e di semplicità di isolamento, l'anodo e tutto il circuito di uscita e di utilizzazione, fino all'antenna, è connesso alla massa, mentre il catodo è isolato per tensioni di parecchie decine di chilovolt. Al catodo viene quindi applicato l'impulso negativo di tensione che mette in funzione il magnetron per tutta la durata di tale impulso (dell'ordine del microsecondo). Non deve quindi meravigliare che, come si è visto, la potenza di uscita, durante questo breve intervallo, sia molto elevata e dell'ordine delle centinaia di chilowatt. Poichè gli impulsi di funzionamento sono fra loro separati da intervalli di riposo di durata pari ad un migliaio di volte il tempo di funzionamento (infatti la frequenza di ripetizione degli impulsi è dell'ordine di mille al secondo) la potenza media ha valori che sono dell'ordine della millesima parte di quella che si ha durante l'impulso cioè di centinaia di watt (invece di centinaia di chilowatt). Perciò nei grafici delle figure 25, 26, 27, 29 le grandezze V, I, P si riferiscono ovviamente alla tensione, corrente e potenza che si hanno durante l'impulso.

La potenza durante gli impulsi non è quindi limitata, come avviene nei

tubi a regime di funzionamento continuo, da ragioni di dissipazione termica. I parametri che limitano la potenza di alimentazione $P = VI$ e quindi anche quella utile $P_u = \eta P$ durante l'impulso sono invece la massima tensione V che il tubo può sopportare senza che si manifestino archi e la massima corrente I di emissione del catodo.

La possibilità di dissipazione termica è da mettere invece in relazione con la potenza media. Oltre alla potenza media di alimentazione anodica, il tubo deve essere in grado di dissipare la potenza di riscaldamento del catodo. Questa peraltro a regime è piccola perchè il riscaldamento del catodo è dovuto soprattutto al bombardamento degli elettroni che ricadono su esso. Si ricordi infatti che durante gli intervalli fra un impulso e l'altro la corrente anodica è nulla. In molti magnetron, dopo un periodo iniziale, la corrente di accensione viene addirittura interrotta.

Le dimensioni anodiche dipendono dalla lunghezza d'onda perchè questa fissa le dimensioni delle cavità; queste dimensioni risultano tali da non consentire, anche con raffreddamento ad aria forzata, una dissipazione anodica superiore a circa un migliaio di watt per lunghezze d'onda dell'ordine dei 10 cm mentre tale potenza diminuisce col diminuire della lunghezza d'onda. La massima temperatura del blocco anodico non supera generalmente i 100 °C.

Entro certi limiti la durata degli impulsi può essere variata purchè sia contemporaneamente variato nello stesso rapporto l'intervallo fra gli impulsi. Tuttavia non è consigliabile, per la conservazione del catodo, che l'impulso abbia durata superiore ad alcuni microsecondi.

b) *Forma degli impulsi.*

Grande importanza assume naturalmente la sorgente della tensione anodica V, modulata a forma di impulsi. Occorre infatti che tali impulsi *abbiano una forma quanto più è possibile rettangolare* cioè che il «tempo di salita» durante il quale la tensione raggiunge per esempio il 90 % del suo valore massimo sia brevissimo (dell'ordine di un decimo della durata dell'impulso). Si è visto infatti che le oscillazioni hanno luogo solo per tensioni prossime al valore V_s che soddisfa alla condizione di sincronismo [12']. Se la tensione sale lentamente si possono manifestare, per un breve intervallo, oscillazioni su un modo diverso dal modo π [17]; tali

[17] Dalla [12'] si può ottenere V_s minore del valore che si ricava per $n = N/2$ (modo π) quando, pur essendo $n < N/2$ (modo diverso da π) sia anche $k > 1$ (per es. per $n = 4$ e $k = 1$ si ha $nk = 4$ mentre per $n' = 3$ e $k' = 3$ si ha $n'k' = 9$ e quindi $V_s' = 4V_s/9$).

oscillazioni spurie abbassano il rendimento del dispositivo. Per la stessa ragione deve essere rapido anche il tempo di discesa sebbene ciò abbia importanza un po' minore.

Un'altra caratteristica della sorgente degli impulsi deve essere quella di avere una piccola resistenza interna in modo che la tensione del picco sia poco dipendente dal valore della corrente assorbita dal tubo. Si è visto infatti che la corrente nel tubo circola solo quando hanno luogo le oscillazioni a R.F. Se a vuoto l'alimentatore fornisce una tensione notevolmente più elevata che sotto carico, specialmente se il tempo di salita è molto piccolo, la tensione può raggiungere rapidamente, finchè il tubo non assorbe corrente, un valore notevolmente superiore a quello richiesto dalla condizione di sincronismo e quindi tale da non consentire più l'innesco delle oscillazioni.

Per ottenere un facile innesco occorre anche che il sistema di cavità non sia eccessivamente caricato.

c) *Spettro di frequenza degli impulsi.*

È noto che solo un generatore funzionante indefinitamente con ampiezza e frequenza costanti produce una sola frequenza. Se invece le oscillazioni

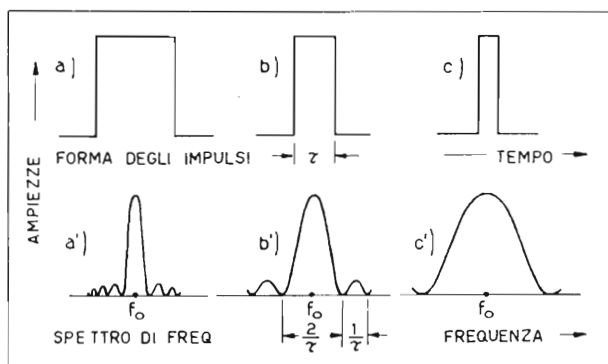



FIG. 30

Sopra: diagramma della forma teorica degli impulsi di tensione; *sotto*: diagramma della distribuzione, lungo la scala delle frequenze, dell'energia che compete a ciascun impulso (spettro di frequenza); Tale energia si distribuisce attorno alla frequenza f_0 per una larghezza inversamente proporzionale alla durata τ dell'impulso.

sono comunque modulate l'onda si può scomporre in un numero più o meno grande di componenti di frequenza diversa, contenute entro una banda di frequenze che si estende, da ambedue le parti della frequenza fondamen-

tale f_0 dell'oscillatore, per una larghezza che dipende dalle caratteristiche della modulazione. Il diagramma che mostra la distribuzione dell'energia generata dall'oscillatore in funzione della frequenza è chiamato, com'è noto «spettro di frequenza».

Il magnetron alimentato ad impulsi si può considerare rudemente modulato in ampiezza e il suo spettro di frequenza non è discontinuo, come per esempio nel caso della modulazione sinusoidale, cioè composto da un numero limitato di componenti; il suo spettro è invece continuo cioè composto da un numero infinito di componenti infinitesime la cui energia è distribuita secondo i diagrammi di figura 30. Si ha cioè che la larghezza dello spettro è inversamente proporzionale alla durata dell'impulso τ.

Perciò più breve è l'impulso e maggiore è l'energia che, avendo frequenza molto diversa da quella centrale f_0 su cui è accordato il ricevitore, non verrà utilizzata.

d) *Deviazione della frequenza di funzionamento.*

Da ultimo vogliamo accennare al fatto che la frequenza generata dal magnetron è diversa e generalmente minore, di quella di accordo del suo sistema di cavità, considerato a vuoto, cioè dalla frequenza che si può misurare dall'esterno del magnetron non funzionante con sistemi di assorbimento. Ciò è dovuto al fatto che la carica spaziale a raggera che si manifesta nello spazio di interazione (fig. 16) assume una posizione lievemente anticipata rispetto alla posizione di massimo campo a R.F. aggiungendo così una capacità al sistema risonante che ne diminuisce la frequenza. Questo slittamento di frequenza è utile nei radar in cui la stessa antenna serve, sia per la trasmissione, sia per la ricezione della eco. Risulta così che il segnale di ritorno (eco) non trova il sistema di cavità anodiche del magnetron esattamente accordato e quindi l'energia del segnale di ritorno viene solo in piccola parte assorbita dal magnetron mentre la parte principale prosegue verso il ricevitore. Generalmente però il disaccordo suddetto non è sufficiente e si preferisce accentuarlo con altri mezzi quale la cosiddetta scatola TR facente uso di un tubo a scarica luminescente.

15. - Vari tipi di magnetron a cavità.

Come s'è già detto nel paragrafo 1 lo sviluppo dei magnetron e dei radar fu affrontato con grande larghezza di mezzi e con grande impegno

nei laboratori americani e soprattutto presso i Bell Telephone Laboratories e presso il Radiation Laboratory del M.I.T. I prototipi preparati presso questi laboratori venivano affidati a numerose fabbriche quali la Western Electric, la Raytheon ed altre per la produzione di serie.

La tabella riportata alla fine del capitolo contiene numerosi dati rela-

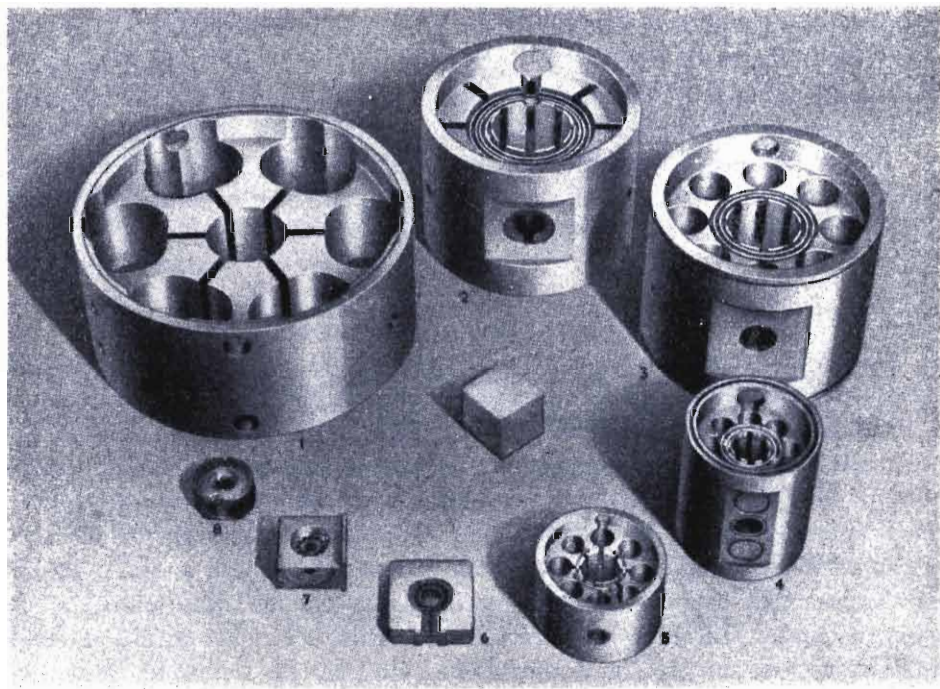



FIG. 31

Blocchi risuonatori di magnetron sviluppati presso i Bell Telephone Laboratories. Il tipo (2) ha risuonatori a semplice fenditura (v. fig. 33); il tipo (8) ha l'anodo «a sole nascente». Notare le strisce a doppio anello ben visibili in (3) e (4) ma esistenti anche in (6) e (7), le strisce a doppio canale per l'accordo in (2) e le striscie tipo fig. 19a in (5). Il cubo centrale, rappresentato in questa come in altre figure successive, serve di riferimento ed ha il lato di 1 pollice = 25,4 mm. (1): 700 A-D (700 MHz); (2): 5J26 (accordabile da 1220 a 1350 MHz); (3): AJ21-30 (1280 MHz); (4) 720A-E (2800 MHz); (5): 706AY-GY (3000MHz); (6): AJ 50 (9375 MHz); (7): 725A (9375 MHz); (8) 3J21 (24000 MHz).

tivi ai principali tipi di magnetron sviluppati nel periodo dal 1940 al 1945; il primo gruppo di dati fornisce le dimensioni, il secondo gruppo dà le caratteristiche del sistema di cavità risonanti, il terzo dà infine i parametri di funzionamento.

I magnetron 4J42, 4J51, 5J26 e 2J51 sono ad accordo regolabile e

coprono la gamma indicata nella riga « frequenza ». Il metodo di regolazione è per variazione di capacità per i primi due tipi (fig. 24b), per variazione della capacità fra le striscie nel tipo 5J26 (figg. 24c e 33) ed infine per variazione d'induttanza nel tipo 2J51 (figg. 24a e 36) come è indicato nella tabella stessa.

La gamma di frequenza indicata nella riga « frequenza » per i tipi ad accordo fisso è coperta con un certo numero di modelli che differiscono fra loro solo per una piccola diversità d'accordo ottenuta variando le dimensioni delle cavità (o il cilindro o la fenditura) oppure modificando lievemente la distanza delle striscie. Ogni modello si distingue dagli altri dello

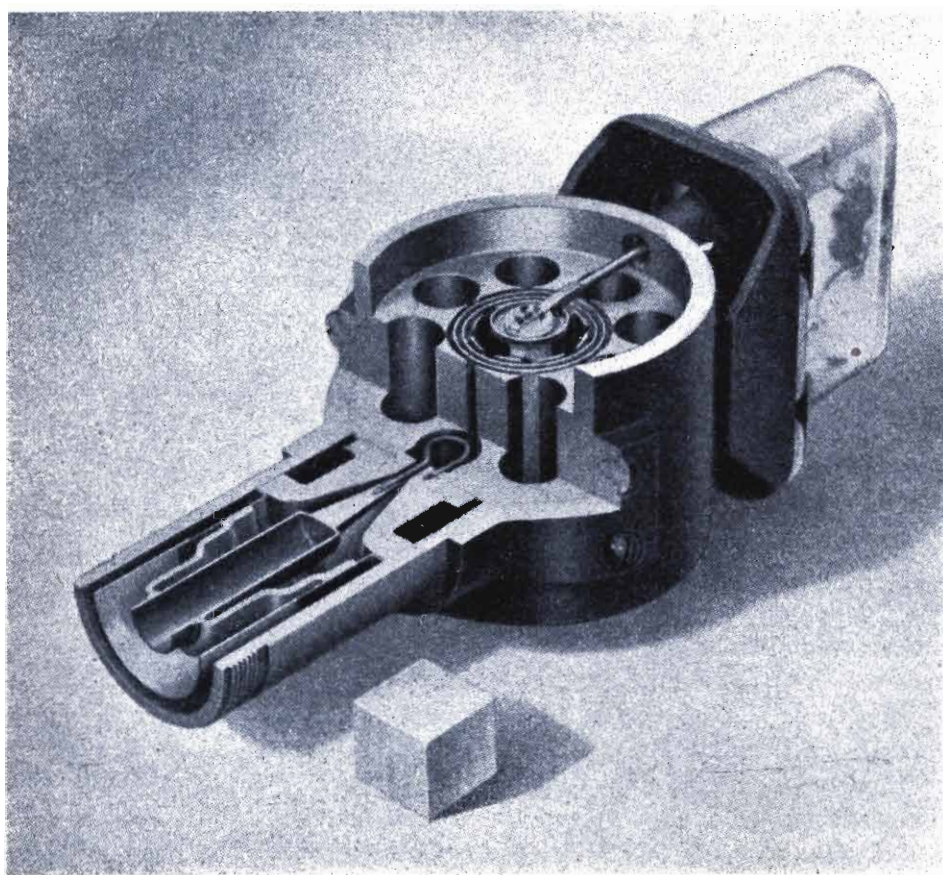



FIG. 32
Magnetron AJ 21-30 sezionato. Notare tutto il sistema di uscita, dalla spira di accoppiamento, all'innesto coassiale senza contatto metallico.

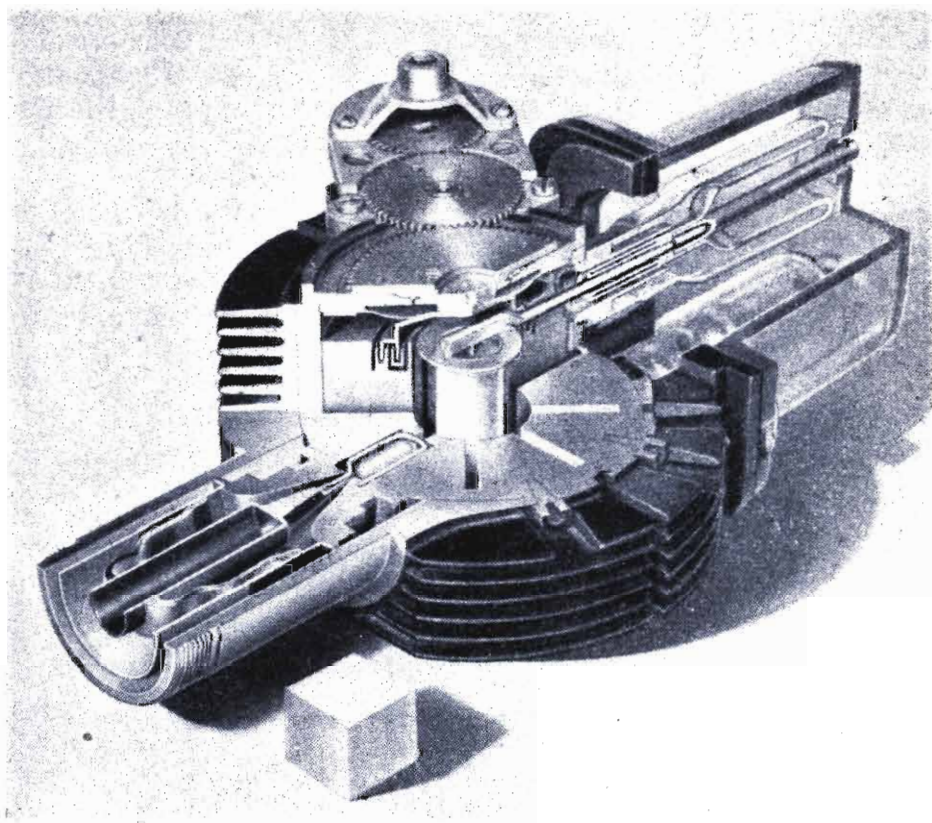



FIG. 33
Magnetron 5J26, con cavità a fenditure radiali, sintonizzabile fra 1220 e 1350 MHz col sistema di fig. 24c. Si notino i sistemi di arresto della R.F. nei conduttori del filamento e l'innesto coassiale simile a quello della figura precedente.

stesso gruppo o tipo per la variante, nella sigla, di una lettera o di un numero. Così per esempio la gamma da 720 a 680 MHz è coperta dai quattro modelli 700A, 700B, 700C, 700D; i tipi 728A-J coprono la gamma da 970 a 900 MHz in dieci gradini di 7 MHz ciascuno ad ognuno dei quali corrisponde una delle 10 lettere da A a J; i dieci tipi 4J21-30 (che occupano due colonne nella tabella perchè sono divisi in due gruppi con dimensioni di r_k, r_a, h e del traferro del magnete lievemente diverse) coprono la gamma da 1350 a 1220 ecc. A questa regola fa eccezione solo il tipo 4J50-78 che comprende solo due modelli: il 4J50 per 9375 MHz e il 4J78 per 9080 MHz. Perciò nella tabella sono complessivamente

elencati ben 57 modelli di magnetron. I due tipi 725A e 730A differiscono solo per la struttura esterna: il primo, come mostra la figura 35 ha l'uscita disposta ortogonalmente rispetto all'entrata (cioè ai conduttori isolati del catodo); il modello 730A invece ha uscita ed entrata in posizioni diametralmente opposte, è meno ingombrante e più leggero; per il resto le caratteristiche sono identiche a quelle del modello 725A.

Fra i parametri di funzionamento è indicata la massima durata ammissibile dell'impulso oltre la quale il catodo si danneggia rapidamente e il massimo del prodotto fra la durata degli impulsi (in μs) e il numero di impulsi al secondo oltre il quale diventa eccessiva la potenza media dissipata nel tubo.

Le figure da 31 a 38 (tutte ricavate dal lavoro citato al n. 11 della bibliografia) illustrano i principali tipi di magnetron della tabella sopra

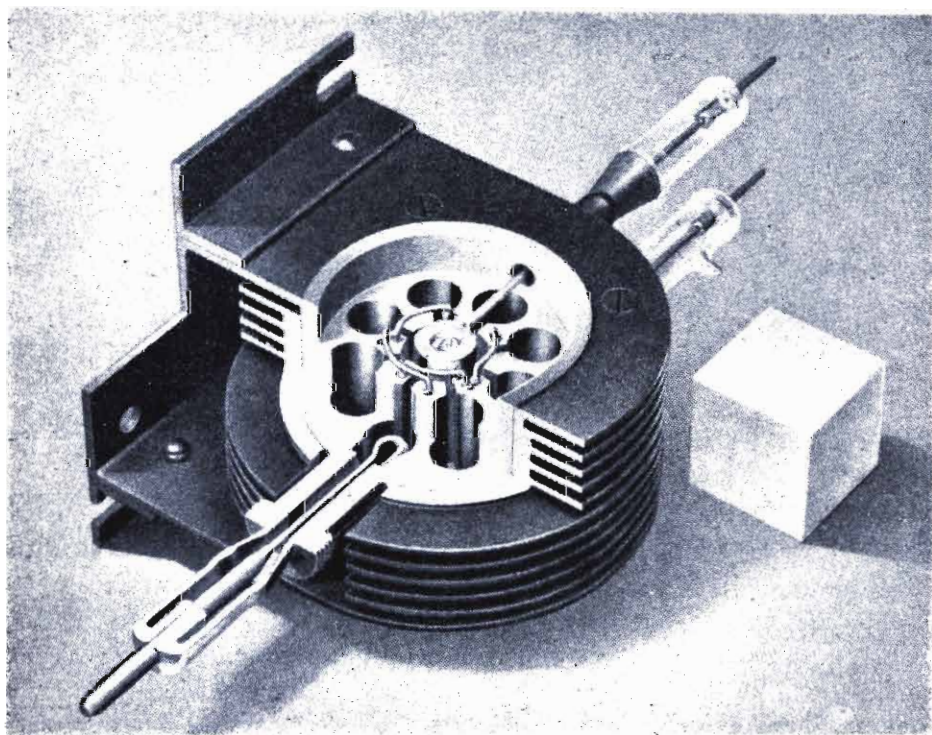



Fig. 34

Magnetron 706 AY-GY(150kW, 3000 MHz).

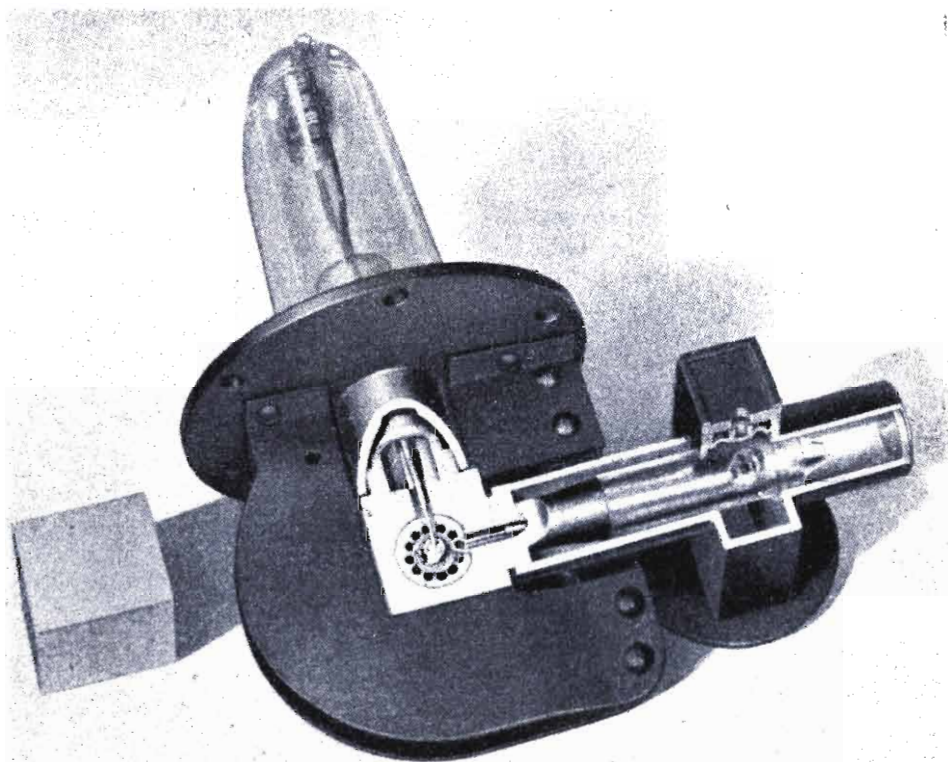



FIG. 35
Magnetron 725A (55kW, 9375 MHz). Notare le strisce a doppio anello, provviste di interruzione; la spira di accoppiamento sopra (invece che al centro) di una cavità; l'ingrossamento del conduttore centrale di uscita nel cavo coassiale per ottenere la desiderata trasformazione d'impedenza e l'accoppiamento fra cavo coassiale e guida d'onda.

riportata. In esse è rappresentato un cubo (o un segmento) di un pollice (25,4 mm) di lato a titolo di riferimento.

L'accoppiamento fra il sistema delle cavità e il carico è generalmente effettuato mediante un tratto più o meno lungo di cavo coassiale alimentato a sua volta da una spira disposta a metà altezza di una delle cavità come in figura 11. Altre volte però la spira è collocata all'estremità superiore del blocco anodico; in tal caso essa può essere disposta in un piano passante per l'asse del catodo bisecante le due cavità ed allora la spira è concatenata col flusso che accoppia le due cavità adiacenti; oppure la spira

è disposta parallelamente a quella di figura 11 ma spostata sopra una delle cavità nello spazio di estremità come si vede in figura 35. Ivi, data anche la piccolezza delle cavità usate, la distanza fra la spira e l'anodo è molto critica. Altre volte ancora, specialmente per le frequenze più ele-

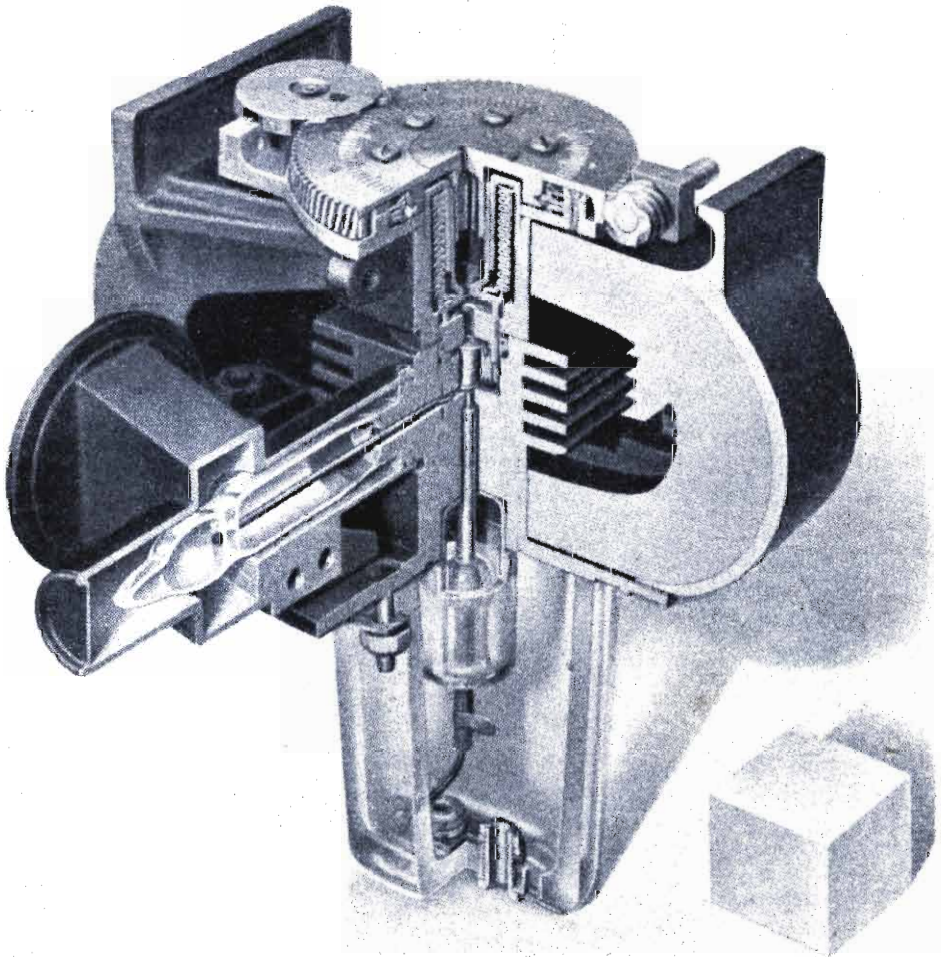



FIG. 36
Magnetron 2J51 accordabile fra 8500 e 9600 MHz mediante l'inserzione di spine dentro le cavità così da ridurne l'induttanza (fig. 24a). Il magnete è conglobato. Notare che anche qui come nella figura precedente il conduttore centrale (sotto vuoto) del tratto di cavo coassiale fa da antenna eccitatrice della guida d'onda,

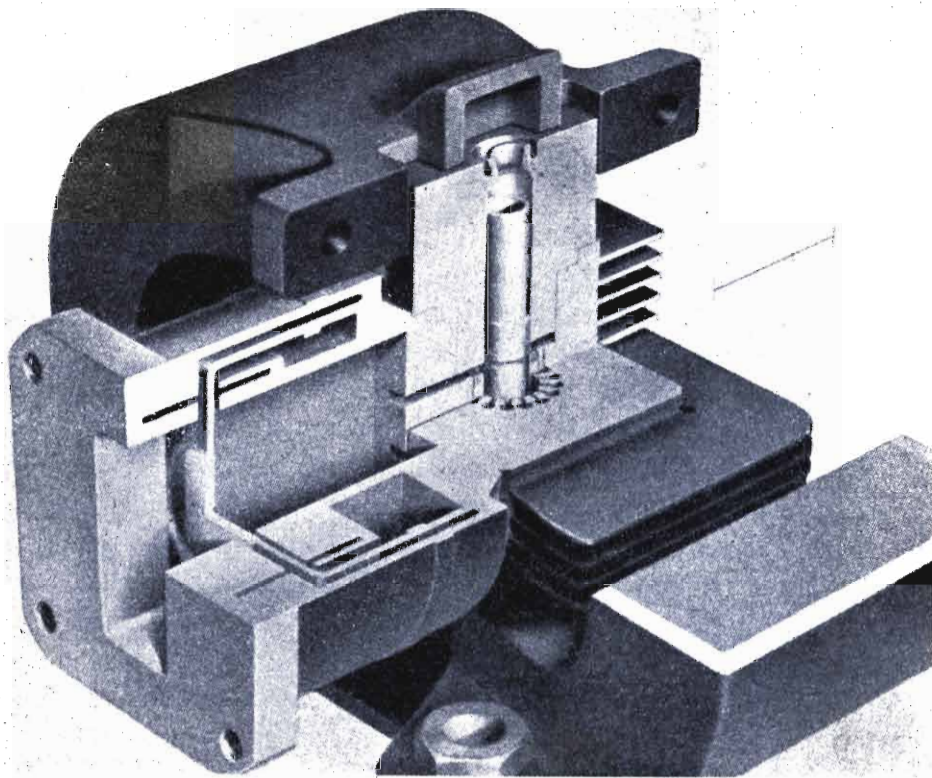



Fig. 37

Magnetron AJ52 (100kW, 9375 MHz). Notare l'accoppiamento fra una cavità e la guida d'onda di uscita effettuato mediante un primo tratto di guida d'onda a I ed un tratto di guida d'onda rettangolare chiusa dalla finesta circolare in vetro di tenuta del vuoto. Il magnete permanente è conglobato.

vate, l'accoppiamento è fatto mediante una guida d'onda che parte direttamente da una delle cavità come si vede nelle figure 21, 37 e 38. Talvolta, per ragioni di adattamento d'impedenza, la guida d'onda ha sezione a forma di I in cui i due tratti orizzontali partono dallo spazio che vi è all'estremità superiore ed inferiore dell'anodo (fig. 37).

La connessione fra il magnetron e il cavo coassiale di collegamento col carico (antenna) è generalmente effettuata attraverso un innesto senza contatto elettrico onde evitare sforzi alle finestre di vetro usate per la chiusura della parte del tubo sotto vuoto. Ciò è ottenuto attraverso una sovrapposizione senza contatto dei conduttori cilindrici esterno ed interno del magnetron con conduttori pure cilindrici del cavo coassiale; le parti sovrap-

poste devono avere la lunghezza $\lambda/2$. La parte relativa al magnetron di tali innesti si vede sezionata nelle figure 32 e 33; mentre la figura 34 mostra un magnetron meno recente che non possedeva ancora tale tipo di innesto. Nella figura 35 si vede invece che l'energia viene convogliata al carico mediante una guida d'onda rettangolare eccitata dal conduttore interno di un piccolo tratto di cavo coassiale. Tale conduttore interno, tutto contenuto sotto vuoto in un tratto di tubo di vetro penetra a fare da « antenna » nell'interno della guida (v. I, Cap. IV, fig. 27a).

Nella figura 37 si nota il tratto di guida d'onda con sezione a forma di I, avente lunghezza pari a $\lambda/4$ che serve da trasformatore d'impedenza

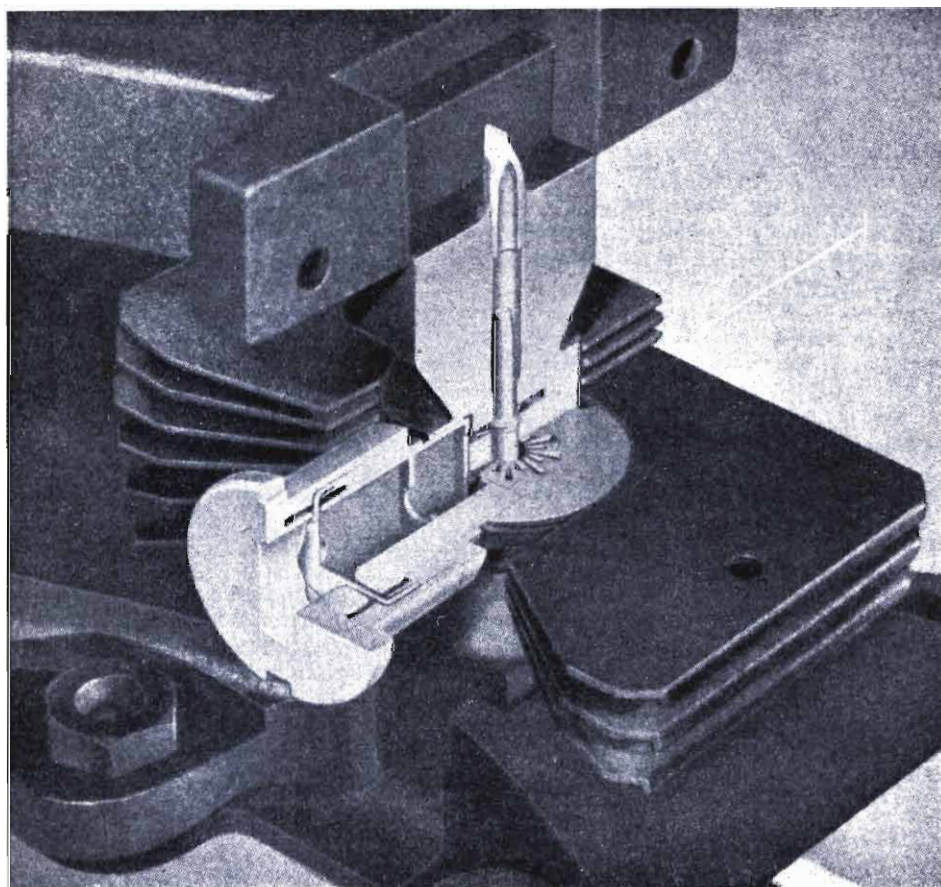



FIG. 38
Magnetron 3J21 (60kW, 24000MHz) con anodo a « sole nascente » e con sistema di uscita analogo a quello della figura precedente.

fra la cavità di uscita del magnetron e la guida rettangolare di uscita del sistema. La chiusura della parte sotto vuoto è costituita da una finestra circolare in vetro il cui diametro è scelto in modo da ridurre al minimo il coefficiente di riflessione e da non alterare le condizioni di adattamento. Per ottenere le condizioni richieste la lavorazione, specialmente del canale a forma di I, deve essere accuratissima con tolleranze di pochi millesimi di millimetro.

BIBLIOGRAFIA SUL MAGNETRON

1) HULL A. W.: *Effect of a uniform magnetic field on the motion of electrons between coaxial cylinders.* « Phys. Rev. », XVIII, sett. 1921, p. 31.
2) HULL A. W.: *The paths of electrons in the magnetron.* « Phys. Rev. », XXIII, genn. 1924, p. 112.
3) YAGI H.: *Beam transmission of ultra-short waves.* « Proc. I.R.E. », XVI, giu. 1928, p. 715.
4) LINDER E. G.: *Description and characteristics of end-plate magnetron.* « Proc. I.R.E. », XXIV, apr. 1936, p. 633.
5) KILGORE G. R.: *Magnetron oscillators for the generation of frequencies between* 300 *and* 600 *megacycles.* « Proc. I.R.E. », XXIV, ag. 1936, p. 1140 (con ricca bibliografia).
6) LINDER E. G.: *Anode tank circuit magnetron.* « Proc. I.R.E. », XXVII, nov. 1939, p. 732.
7) BLEWETT J. P., RAMO S.: *High frequency behavior of a space charge rotating in a magnetic field.* « Phys. Rev. », LVII, apr. 1940, p. 635.
8) BRILLOUIN L.: *Theory of the magnetron.* « Phys. Rev. », LX, sett. 1941, p. 385; LXII, ag. 1942, p. 166; LXIII, feb. 1943, p. 127.
9) BRILLOUIN L.: *Pratical results from theoretical studies of magnetrons.* « Proc. I.R.E. », XXXII, apr. 1944, p. 216.
10) D. G. F.: *Cavity magnetrons.* « Electronics », XIX, genn. 1946, p. 126.
11) FISK J. B., HAGSTRUM H. D., HARTMAN P. L.: *The magnetron as a generator of centimeter waves.* « Bell Syst. Tech. Jour. », XXV, apr. 1946, p. 167. (Articolo fondamentale che descrive gli sviluppi compiuti nei Bell Telephone Laboratories: 181 pagine di testo con 80 figure).
12) *Radar* « U.S.I.S. », mag. 1946. (Fascicolo pubblicato a cura dell'Ufficio Informazioni Stati Uniti e che riporta le traduzioni di vari articoli apparsi su tale argomento sulla rivista « Electronics »).
13) Volume XXVIII della *Radiation Laboratory Series.* « Mc Graw-Hill », New York, 1947-1948.
14) SPANGENBERG K. R.: *Vacuum tubes.* « Mc Graw-Hill », New York, 1948, Cap. XVIII, p. 621.
15) FRANCARDI M. F.: *Note sugli oscillatori magnetron.* « Elettronica », III, nov.-dic. 1948, p. 361.

Tabella 1. - Caratteristiche dei princip

	BANDA 45 ÷ 22 cm							
	ACCORDO FISSO				ACCORDO REGOLABILE			
	700A D	728A J	4J21 25	4J26 30	4J42	4J51	5J26	706AY GY
Numero cavità N	6	8	8	8	6	8	8	8
Raggio catodo r_k (mm)	4,06	6,76	5,54	5,84	5,05	6,76	9,5	2,8
Raggio anodo r_a (mm)	17,5	17,4	14,8	15,6	17,5	17,4	17,4	7,5
Altezza anodo h (mm)	40	43,5	49,3	52	36,9	38,1	49,3	20
Traferro magnete (mm)	76	83,5	90	92,5	76	83,5	92,5	38
Tipo di risuonatore (*)	1	1	1	1	1	1	2	1
Striscie (**)	—	(d)	(d)	(d)	(a)	(d)	(d)	(a)
Accordo regolabile (***)					(b)	(b)	(c)	
Freq. senza striscie (MHz)	—	∾ 1150	∾ 1670	∾ 1580	∾ 790	∾ 1280	∾ 2900	∾ 3370
Frequenza (****) f_0 (MHz)	720 680	970 900	1350 1280	1280 1220	670a 730	900a 970	1220a 1350	3100 2914
Q delle cavità Q_0	>5000	∾ 4500	2800	2800	1600a 2500	3500a 4500	700a 1800	∾ 1000
Q del carico Q_{est}	280	170	170	180	285	215	210	120
Rendim. circuito η_c (%)	95	96	94	94	87	95	82	89
V (kV)	12	21	22	23	12	23	27	18,5
I (A)	10	20	40	40	9	20	46	16
B (Wb m²)	0,065	0,11	0,12	0,12	0,065	0,11	0,14	0,19
Max durata imp. τ (μs)	2	2	5	5	2	2	5	2
Max $10^6 \times \tau \times$ (imp. al sec.)	2000	1000	1000	1000	4000	1000	2000	2000
Potenza utile P_u (kW)	40	260	440	470	30	285	600	146
Rendimento totale η (%)	33	62	50	51	28	62	48	49
Cifra di stiram. Δf_{max} (MHz)	1,2	2,5	3,4	3	1,2	1,9	3	11

(*) 1: risuonatore a « buco di chiave » (fig. 11); 2: risuonatore a semplice fenditura (fig. 33); 3: risuonatore
alla figura 24. (****) Per i magnetron ad accordo fisso la gamma indicata è coperta con modelli lievemente
da 720 a 680 MHz è coperta dai quattro modelli 700A, 700B, 700C, 700D, oppure la gamm

PALI TIPI DI MAGNETRON (1940-45).

BANDA 11 ÷ 9 cm				BANDA 3,5 ÷ 3,1 cm					1,25 cm
ACCORDO FISSO					MAGNETE PERMANENTE INCORPORATO				
714AY	718AY EY	720A E	4J45 47	725A 730A	2J55 56	2J51 Acc. Reg.	4J50 78	4J52	3J21
8	8	8	8	12	12	12	16	16	18
2,54	3,02	2,72	2,72	1,3	1,58	1,57	2,64	2,64	1,22
6,86	8	7,2	7,2	2,59	3,17	3.17	4,04	4,04	2,03
20	20	40	40	6,35	6,35	6,35	6,35	6,35	4,72
38	38	70	70	15,9	9,75	9,75	9,65	9,65	7,37
1	1	1	1	1	1	1	1	1	3
(a)	(a)	(d)	(d)	(d)	(d)	(d) (a)	(d)	(d)	—
∼3620	∼3060	∼3750	∼3750	∼13000	∼13000	∼11500	∼12200	∼12200	
3300	2890 2720	2890 2720	2855 2750	9375	9375 9245	8500a 9600	9375 9080	9375	24000
∼1000	∼1000	1500	1500	680	680	630a 460	850	850	1400
120	120	130	130	280	290	290	350	350	580
89	89	93	93	71	70	65	71	71	70
17,7	17,9	24	27	12	12	12	22	15	15
16	16	53	65	10	12	12	27	15	15
0,21	0,18	0,26	0,29	0,54	0,335	0,335	0,69	0,495	0,8
2	5	2	5	2	2	2	5	6	0,5
2000	2000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1500	500
125	136	800	1100	44	50	40	280	110	60
47	47	63	63	37	35	28	47	49	26
12	11	10	10	13,5	12	12	12	12	17

e a sole nascente (fig. 21). (**) Le lettere si riferiscono alla fig. 19. (***) Le lettere si riferiscono diversi, la sigla dei quali varia per la sostituzione di una lettera o di un numero; p. es. la gamma ma da 1350 a 1280 MHz è coperta dai cinque modelli 4J21, 4J22, 4J23, 4J24, 4J25.

INDICE ALFABETICO

GIUSEPPE DILDA

MICROONDE

Di fronte agli sviluppi imponenti della tecnica delle microonde è sempre più sentita, anche in Italia, la necessità di disporre di opere che trattino tale argomento in forma semplice, chiara e precisa.

Questo volume, che mantiene l'esposizione nella forma più elementare, è dedicato a tutti coloro che abbiano una buona preparazione di radiotecnica generale ed in particolare ai periti radiotecnici ed agli ingegneri elettrotecnici.

Nella prima parte si studiano gli elementi di circuito per onde ultracorte. Questa parte è suddivisa in cinque capitoli: nel primo, dopo aver considerato le limitazioni d'impiego dei circuiti oscillatori a costanti concentrate, si classificano i vari circuiti adatti per microonde. Il secondo è dedicato ai risuonatori speciali con caratteristiche intermedie fra quelli a costanti concentrate e quelli a costanti distribuite. Nel terzo capitolo sono considerate le linee, nel loro funzionamento, nel loro dimensionamento e nel loro comportamento, sia come elementi di circuito, sia come trasformatori d'impedenza. Ivi è illustrata la carta circolare di Smith di cui, fuori testo, viene fornito un accurato esemplare che può essere richiesto anche a parte. Il quarto capitolo è dedicato alle guide d'onda e il quinto alle cavità.

Nella seconda parte sono studiati i tubi elettronici per microonde. Dopo aver considerato le limitazioni d'impiego dei tubi di tipo classico al crescere della frequenza, nel secondo capitolo si descrive l'evoluzione che tali tubi hanno dovuto subire per superare le limitazioni sopra considerate. Vengono poi descritti nel terzo capitolo i clistron, sia a due cavità, sia del tipo reflex. Infine il quarto ed ultimo capitolo è dedicato al funzionamento dei magnetron con particolare riferimento a quelli provvisti di cavità ricavate nell'anodo.

Molta cura è stata posta nella preparazione delle figure, delle illustrazioni e dei grafici di calcolo.

In-8°, di XVI-342 pagine, con 211 figure e 2 tavole f.t.

Prezzo L. 3300